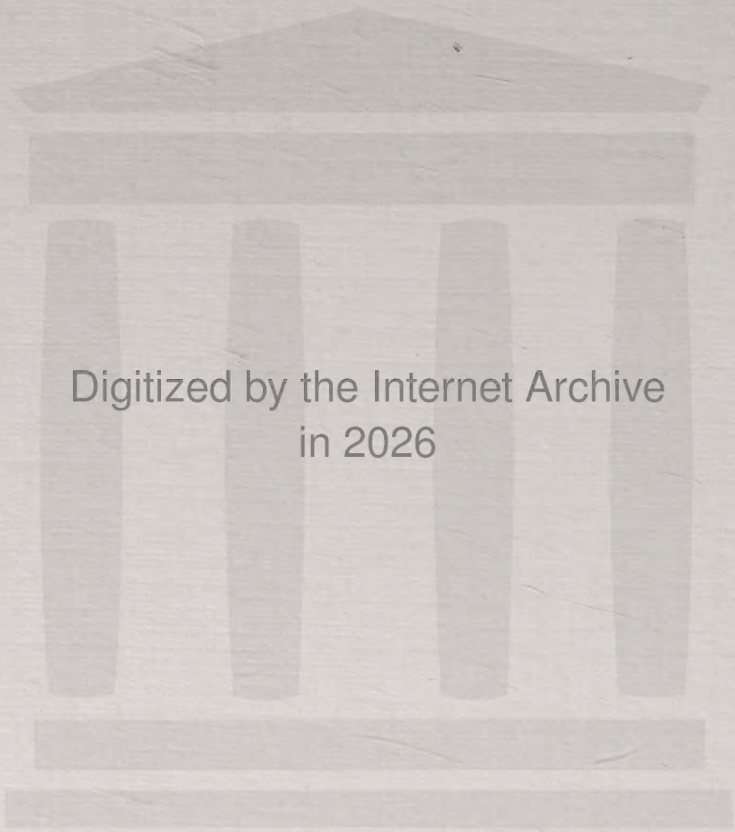
HOLOGRAPHISCHE ZONENPLATTEN ALS ABBILDENDE SYSTEME FÜR DIE RÖNTGENASTRONOMIE

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Dietbert Rudolph
aus Lobenstein

Göttingen 1973


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534919_0007

HOLOGRAPHISCHE ZONENPLATTEN ALS ABBILDENDE SYSTEME FÜR DIE RÖNTGENASTRONOMIE

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Dietbert Rudolph
aus Lobenstein

Göttingen 1973

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D7
Referent: Professor Dr. H. H. Voigt
Korreferent: Professor Dr. U. Harten
Tag der mündlichen Prüfung: 1. November 1975

Zusammenfassung

Lichtstarke Zonenplatten, die als abbildende Systeme in der Röntgenastronomie eingesetzt werden können und auch für röntgenmikroskopische Anwendungen geeignet sind, lassen sich nach einem Vorschlag, den der Verfasser zusammen mit G.Schmahl 1967 gemacht hat, unter Verwendung von Laserlicht und Photoresistschichten holographisch erzeugen. In der vorliegenden Arbeit wird das Verfahren beschrieben. Bildungsgesetze der Zonenplatten, Bildfehler, Zonenplattenkombinationen und insbesondere Korrekturmöglichkeiten für spärische Aberration werden diskutiert. Verschiedene Zonenplattentypen, die im optischen Labor der Universitätssternwarte Göttingen gebaut wurden, werden beschrieben und die Prüfungsergebnisse an diesen Zonenplatten werden diskutiert. Die Anwendungsmöglichkeiten holographischer Zonenplatten werden anhand von Aufnahmen dargestellt, dazu werden Beispiele von Laboraufnahmen sowie von Aufnahmen der Röntgensonne, die mit diesen Zonenplatten von Raketen aus gewonnen wurden, gegeben. Schließlich werden einige Aspekte für weitere Entwicklungen diskutiert.
Ein Teil der dargestellten Ergebnisse ist bereits in den im Literaturverzeichnis aufgeführten Arbeiten vom Verfasser zusammen mit G.Schmahl veröffentlicht worden.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
1.1. Der Einsatz von abbildenden Systemen im Rahmen der Röntgenastronomie	1
1.2. Abbildende Systeme für den Bereich der weichen Röntgenstrahlung	6
1.2.1. Reflexionsoptiken (Wolter-Giacconi-Teleskope)	6
1.2.2. Beugungsoptiken (Zonenplatten)	9
1.2.3. Gegenüberstellung der beiden Systeme	10
2. Holographische Zonenplatten	13
2.1. Bildungsgesetze und Prinzip der holographischen Erzeugung von Zonenplatten	13
2.2. Bildfehler 3.Ordnung	15
2.2.1. Sphärische Aberration für achsennahe Punkte	21
2.2.2. Optimaler Radius einer Zonenplatte	22
2.2.3. Koma	23
2.2.4. Astigmatismus und Bildfeldwölbung	24
2.3. Zonenplattenkombinationen	27
2.4. Sphärische Aberration von Zonenplatten, die mit sichtbarem Licht hergestellt und für Röntgenlicht benutzt werden	32
2.4.1. Korrektur der sphärischen Aberration durch Variation des Abbildungsmaßstabs	34
2.4.2. Korrektur der sphärischen Aberration durch deformierte Wellenfronten	35
2.5. Experimentelle Grundlagen	40
2.5.1. Optische Anordnungen zur Erzeugung der Interferenzfiguren	40

Seite

2.5.2. Photoresistschichten 43

2.5.3. Anforderungen an das Laserlicht und an die Interferenzanordnungen 44

2.5.4. Präparation von Zonenplatten für weiche Röntgenstrahlung 48

2.6. Diskussion einiger Zonenplattentypen und Prüfergebnisse 52

2.6.1. Mit deformierten Wellenfronten gebaute Mikrozonenplatte 52

2.6.2. Zonenplatten zur Abbildung der Röntgensonne 57

2.7. Einige Aspekte für weitere Arbeiten 61

2.8. Literatur 64

1. Einleitung

1.1. Der Einsatz von abbildenden Systemen im Rahmen der Röntgenastronomie

Die Astronomie der hochenergetischen Strahlung umfaßt von der weichen Röntgenstrahlung über die γ-Strahlung bis zur kosmischen Partikelstrahlung den Energiebereich von 100 eV bis zu 10^{19} eV. Recht bescheiden nimmt sich dagegen der Bereich der sichtbaren Strahlung aus, der nur 2 eV überstreicht. Unter Röntgenstrahlung soll im folgenden der Bereich von $0{,}01\ \text{A} \leq \lambda \leq 100\ \text{A}$ verstanden werden. Abbildende Systeme, sowohl Beugungsoptiken (Gitter und Zonenplatten) als auch Reflexionsoptiken, die unter streifendem Einfall benutzt werden (Wolter-Giacconi-Teleskope), werden im Bereich von $\lambda \gtrsim 5$ A eingesetzt.

Die ersten Anfänge der Röntgenastronomie reichen zurück bis zum Jahre 1949, als in den USA mit Hilfe von V2-Raketen die Röntgenstrahlung der Sonne nachgewiesen wurde. Erste Versuche, Röntgenstrahlung von Quellen außerhalb des Sonnensystems nachzuweisen wurden in den Jahren 1956 und 1957 gemacht, die Ergebnisse waren damals negativ, es konnte nur eine obere Grenze von etwa 10^{-8} erg cm^{-2} sec^{-1} für evtl. vorhandene Quellen abgeleitet werden [1,2].
Die eigentliche Entwicklung der Röntgenastronomie begann 1962 als es Giacconi et al.[3] gelang, mit Geiger-Müller-Zählrohren extrasolare Röntgenstrahlung nachzuweisen. Die Zähler hatten eine Fläche von etwa 10 cm^2 und waren für den Bereich von 2 - 8 A ausgelegt; die Empfindlichkeit betrug 0,1 - 1 Photon pro cm^2 und pro sec. Da bei diesem Experiment eigentlich nur die Röntgenstrahlung des Mondes gemessen werden sollte, waren keine richtungsselektiven Zähler benutzt worden. Es konnte ein breites Maximum mit einer Zählrate von 5 Photonen cm^{-2} sec^{-1} deutlich neben dem Mond, etwa in Richtung des galaktischen Zentrums, gemessen werden.
1963 wurde bei einer Durchmusterung mit 10° Auflösung, die

Bowyer et al.[4] mit Aerobee-Raketen unternahmen, die stärkste extrasolare Röntgenquelle Sco XR-1 entdeckt. Im Bereich von 1 - 8 A ist ihre Intensität mit ca 10^{-7} erg cm^{-2} sec^{-1} vergleichbar mit der Strahlung der ruhigen Sonne im gleichen Wellenlängenintervall. Außer zahlreichen diskreten Röntgenquellen wurde in den Jahren 1966/67 die für die Massenbilanz des Universums und damit für kosmologische Fragen äußerst bedeutsame isotrope Hintergrundstrahlung gefunden[5]. Alle bis hierhin beschriebenen röntgenastronomischen Beobachtungen wurden mit einfachen Flächenzählern gemacht, die durch mechanische Blendenanordnungen eine Richtungsselektivität erhalten, so daß eine Auflösung von etwa 1° erreicht werden kann.

Abbildende Systeme wurden von Giacconi et al.[6,7] zur Abbildung der Sonne im Licht der weichen Röntgenstrahlung zum erstenmal 1963 mit einer Aerobee-Rakete geflogen. Der Einsatz abbildender Systeme bringt als entscheidenden Vorteil eine erhebliche Steigerung der Auflösung (Faktor 10 - 100). Auflösungen von einigen Bogensekunden, die z.B. eine einwandfreie Abbildung der Sonne gestatten, sind üblich, eine Steigerung auf weniger als 1" ist durchaus möglich. Beim Einsatz solcher Systeme in Verbindung mit Proportionalzählern als Empfänger ist darüber hinaus noch eine Empfindlichkeitssteigerung der Zähler infolge besseren Signal-Rausch-Verhaltens möglich. Während bekanntlich die Empfindlichkeit bei einem Flächenzähler mit der Quadratwurzel der Empfängerfläche wächst, können bei Verwendung von abbildenden Systemen sehr kleine Zähler benutzt werden, die Empfindlichkeit wächst dann proportional zur Apertur des Teleskops.

Bei diskreten extrasolaren Röntgenquellen ist eine hohe Auflösung notwendig, um eine möglichst eindeutige Identifikation mit bekannten optischen oder Radiostrahlern zu ermöglichen. Nur in Ausnahmefällen bestehen für derartige Identifikationen hinreichend genaue andere Möglichkeiten; z.B. war es 1964 möglich, eine Mondokkultation der Quelle Tau XR-1 im Crabnebel zu beobachten, bei der festgestellt wurde, daß die Röntgenquelle nur wenig kleiner ist als der optische Nebel. 1969 wurde

darüber hinaus - außer dem optischen Pulsar - im Crabnebel auch pulsierende Röntgenstrahlung gemessen [8,9,10,11]. Es ist also bei diskreten Quellen nicht nur wichtig, mittels eines abbildenden Systems den Ort der Quelle festzulegen, die Abbildung gibt bei entsprechender Auflösung auch Aufschluß über die Größe des Strahlers, über die man sonst nur durch zusätzliche Modellvorstellungen - etwa die Annahme, daß es sich um einen Neutronenstern handelt, wie u.a. bei der pulsierenden Quelle des Crabnebels - plausible Annahmen machen kann. Während die Beobachtung extrasolarer diskreter Röntgenquellen mit abbildenden Röntgenteleskopen am Anfang ihrer Entwicklung steht, gehört die Abbildung der Röntgensonne - insbesondere zur Erforschung der Korona - bereits seit 1963 zum festen Repertoire der Sonnenbeobachtungen. Dabei werden sowohl Reflexionsoptiken vom Typ der Wolter-Giacconi-Teleskope als auch Beugungsoptiken (Zonenplatten) [12,13] eingesetzt.

Die Sonnenkorona schließt an die einige tausend km dicke Chromosphäre. In einer relativ dünnen Übergangsschicht steigt die Temperatur auf etwa 10^6 °K in der Korona. Von einem so heißen Plasma muß erwartet werden, daß es auch Röntgenstrahlung emittiert. Vergleicht man die von der Korona zu erwartende Röntgenstrahlung mit der, die von den darunter liegenden Schichten - einem schwarzen Strahler der Temperatur 5800 °K - zu erwarten ist, so ergibt sich ein etwa 100-fach höherer Wert. Daraus folgt als besonderer Vorteil die Möglichkeit, die koronale Röntgenstrahlung auf der Sonnenscheibe vor dem in diesem Bereich dunklen Hintergrund der darunter liegenden Schichten zu beobachten. Die Strahlung setzt sich zusammen aus einem relativ schwachen kontinuierlichen Untergrund, der von hellen Emissionslinien überlagert wird [7,14]. Die kontinuierliche Strahlung entsteht für $\lambda > 30$ Å ausschließlich als Bremsstrahlung durch frei-frei-Übergänge, d.h. Elektronen hoher Geschwindigkeit werden im Coulombfeld von Protonen stark beschleunigt und unter großen Winkeln abgelenkt. Für den Wellenlängenbereich $\lambda < 30$ Å kommt Strahlung

aus frei-gebunden Übergängen dazu, also Rekombinationsstrahlung, zu der hauptsächlich die Ionen C V, C VI, O VII und O VIII beitragen.
Die Linienstrahlung stammt von hochionisierten Atomen. Tabelle 1 gibt einige Beispiele von Röntgenemissionslinien, die sich besonders für die Abbildung mit Zonenplatten eignen [15,16]:

Tab.1

λ[Å]	Ion	Übergang
15,5	FeXVII	$2p^5 3d\,^3P_1$ - $2p^6\,^1S_o$
21,6	OVII	$1s2p\,^1P_1$ - $1s^2\,^1S_o$
33,8	CVI	$2p\,^2P^o$ - $1s\,^2S$
50,6	SiX	$3d\,^2D$ - $2p\,^2P$

Ebenso wie in tieferen Schichten treten auch in der Korona Aktivitätserscheinungen auf. Die aktiven Gebiete haben eine höhere Temperatur, einen steileren Temperaturgradienten und eine größere Dichte als ihre Umgebung, entsprechend ist ihre Röntgenemission höher. Oft sind diese aktiven Gebiete mit Aktivitätserscheinungen in tieferen Schichten korreliert (vgl. z.B. [17], Darstellung von Röntgenaufnahmen bei verschiedenen Wellenlängen und H_α-Filtergramm sowie Karte der 9,1 cm-Strahlung zur gleichen Zeit).
Eine eindrucksvolle Zusammenstellung der aus Röntgenbeobachtungen der Sonnenkorona abgeleiteten physikalischen Parameter der Korona gibt Neupert 1970 [18], danach ergibt sich z.B.:

Die Elektronentemperatur aus Beobachtungen zwischen 1 u. 8 A

$$T_e = 20 - 40 \times 10^6\ ^oK$$

Die Ionentemperatur aus Beobachtungen von Ar, Ca und Fe-Ionen

$$T_i = 20 - 40 \times 10^6\ ^oK$$

Die Elektronendichte

$$N_e \cong 10^{12} - 10^{13}\ cm^{-3}$$

Das Volumen von Emissionszentren aus Bildauswertungen

$$V \leq 10^{25}\ cm^3$$

Obwohl mit dem vorhandenen Beobachtungsmaterial die Physik der Korona im allgemeinen bereits erklärt werden kann, bleiben

verschiedene wesentlich Fragen offen [18], die nur durch weitere und genauere Beobachtungen zu klären sind. Hierzu gehören z.B.:
Warum gibt es starke Flares, die kaum mit Röntgenemissionen verbunden sind und zum anderen starke Röntgenemissionsgebiete, zu denen keine korrespondierenden H_α-Aktivitäten beobachtet werden. Wie können heiße Plasmagebiete, also starke Röntgenquellen, in unmittelbarer Nähe von H_α-Regionen existieren. Wieso sind zwar einige Parameter der Röntgenemissionsgebiete (Dichte, Magnetfeld) offenbar vergleichbar mit den Verhältnissen in H_α-Emissionsgebieten, andere Parameter aber verschieden, z.B. sind Röntgenemissionsgebiete allgemein kleiner.

1.2. Abbildende Systeme für den Bereich der weichen Röntgenstrahlung

Bekanntlich ist im Gebiet der weichen Röntgenstrahlung der Brechungsindex für alle Stoffe nur sehr wenig kleiner als eins [19]. Es ist daher nicht möglich, Brechungslinsen für Röntgenlicht zu bauen. Röntgenstrahlen werden aber, wenn sie vom Vakuum unter Einfallswinkeln von fast 90° auf eine Oberfläche treffen, total reflektiert. Das gibt die Möglichkeit, Reflexionsoptiken für streifenden Einfall zu bauen. Die zweite Möglichkeit besteht darin, die Beugung auszunutzen und Zonenplatten - bzw. allgemeiner Beugungsgitter mit abbildenden Eigenschaften - zur Vermittlung von Abbildungen im Gebiet der weichen Röntgenstrahlung einzusetzen.

1.2.1. Reflexionsoptiken (Wolter-Giacconi-Teleskope)

Die ersten Abbildungsversuche mit Röntgenstrahlen unter Benutzung eines Paraboloids wurden von Trurnit [20] vorgenommen. Kurze Zeit später versuchte Kirkpatrik [21] mit zwei Hohlspiegeln, deren Rotationsachsen aufeinander senkrecht stehen, eine Röntgenoptik für streifenden Einfall zu bauen. Diese Versuche führten jedoch nicht zu brauchbaren Systemen. Wolter veröffentlichte 1951 zwei Arbeiten über Spiegelsysteme für streifenden Einfall [22,23]. Wolters eigentliches Ziel war es, Optiken für ein Röntgenmikroskop zu bauen. Die praktischen Schwierigkeiten erwiesen sich aber als so groß, daß dies Ziel nicht erreicht wurde. Giacconi griff - nachdem er zunächst auch Versuche mit einer spiegelnden Fläche gemacht hatte [24] - als erster die Vorschläge von Wolter auf und konzipierte danach Röntgenteleskope, die er auch sehr schnell realisierte und als erster 1963 [6,7] erfolgreich einsetzte. Die weitere Entwicklung solcher Teleskope wurde dann im wesentlichen von Giacconi und Mitarbeitern bei American Science and Engineering Inc., Cambridge, Massachusetts USA

und von der Gruppe Underwood, Magnus, Muney et al. am Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland USA, fortgeführt (vgl. z.B. [17,19]).

Benutzt man als Spiegel ein Rotationsparaboloid unter streifendem Einfall, so wird der unendlich ferne Achsenpunkt zwar scharf im Brennpunkt abgebildet, jeder außeraxiale Punkt wird aber in einen Kreis abgebildet, der die Achse umfaßt. Somit gibt es kein Objekt, dessen Bild Ähnlichkeit mit dem Objekt selbst hat. Dieser Bildfehler stellt eine extrem starke Coma dar und ist nach Abbe nur zu vermeiden, wenn die Sinusbedingung erfüllt wird (ein System wird dann aplanatisch genannt). Die Sinusbedingung besagt anschaulich, daß die Knickfläche - d.h. die Fläche auf der Schnittpunkte der verlängerten einfallenden Strahlen mit den nach rückwärts verlängerten reflektierten Strahlen liegen - eine Kugel um den Brennpunkt des Systems ist. Diese Bedingung ist notwendig und hinreichend dafür, daß achsennahe Punkte in Zerstreuungsscheibchen abgebildet werden, deren Durchmesser klein gegen den Achsenabstand ist und gegen Null konvergiert, wenn der Achsenabstand selbst gegen Null geht. Es genügt bekanntlich, diese Bedingung für achsenparallele Strahlen zu prüfen. Aus der so formulierten Sinusbedingung erkennt man unmittelbar, daß ein einzelner unter streifendem Einfall benutzter Spiegel in keinem Fall eine aplanatische Abbildung vermitteln kann, denn bei einer Reflexion an einem Spiegel ist dieser selbst die Knickfläche und der streifende Einfall besagt ja gerade, daß der Spiegel nahezu parallel zu den einfallenden Strahlen sein muß. Ein Paraboloid kann nur dort wo es durch eine Krümmungskugel um den Brennpunkt angenähert dargestellt werden kann, also im Bereich seines Scheitels, eine brauchbare Abbildung vermitteln. Wolter [22] betrachtet ein System aus zwei sich schneidenden Spiegelflächen, von denen die erste ein Rotationsparaboloid und die zweite ein Rotationshyperboloid ist und die so angeordnet sind, daß ihre Rotationsachsen zusammenfallen und daß außerdem der rückseitige Brennpunkt des Hyperboloids mit dem Brennpunkt des Paraboloids zusammenfällt. Er zeigt, daß ein solches

System achsenparallele Strahlen in einem Punkt sammelt und daß die Knickfläche, die durch die Schnittkante der beiden Spiegel geht, die Form eines Rotationsparaboloids hat. Hieraus ergibt sich wiederum sofort anschaulich, daß ein solches System hinsichtlich seiner Bildqualität einem Parabolspiegel - im sichtbaren Licht - entspricht, bei dem die entsprechende Scheitelzone benutzt wird. Wolter gibt zwar in [23] auch Lösungen für streng aplanatische Zweispiegelsysteme mit deformierten Flächen an, die auf früheren Schwarzschildschen Arbeiten [25] - der allerdings gerade den Fall der streifenden Incidenz in seinen Betrachtungen aussparte - aufbauen; solche Systeme sind allerdings noch nicht als Röntgenteleskope gebaut worden.

Die Abbesche Sinusbedingung kann natürlich nur einen qualitativen Eindruck der zu erwartenden Abbildungseigenschaften eines Systems vermitteln. Um die tatsächlich auftretenden Bildfehler zu ermitteln, müssen für außeraxiale Punkte Strahlengänge gerechnet werden. Aus diesen Rechnungen ergibt sich dann auch das erreichbare Auflösungsvermögen in Abhängigkeit vom Abstand zur optischen Achse. Derartige Rechnungen wurden für Röntgenteleskope an den beiden erwähnten Stellen durchgeführt [26,27,28]. Für ein Teleskop, dessen Brennweite etwa 1o-mal so groß wie der Spiegeldurchmesser ist, also bei einem effektiven Offnungsverhältnis von etwa 1 : 10 ergibt sich dabei folgendes [28]: Benutzt man die Fokalebene (Ebene senkrecht zur optischen Achse, die den Fokus des Spiegelsystems enthält), so ist das Auflösungsvermögen etwas schlechter als bei einer hyperbolisch gekrümmten Fokalebene:

Tab.2

Abstand von der Achse		ϕ - Zerstreuungsscheibchen $\approx$ Auflösungsvermögen	
Sonnen-Ø	Winkel	plane Fokalebene	hyperbol. Ebene
1/6	5′	7″,5	3″,7
1/3	10′	30″	15″,5
1/2	15′	65″	35″

Es ist also nicht möglich, z.B. die gesamte Sonnenscheibe mit einer Auflösung von 1" abzubilden, wie es zur Untersuchung von aktiven Gebieten durchaus wünschenswert ist.

1.2.2. Beugungsoptiken (Zonenplatten)

Soret behandelte 1875 in seiner Arbeit "Über die durch Kreisgitter erzeugten Diffractionsphänomene" [29] als erster Zonenplatten, die dem einfachen quadratischen Bildungsgesetz

$$r_n = r_1\sqrt{n} \qquad (1)$$

gehorchen. Gabor wies 1949 in seiner grundlegenden Arbeit "Microscopy by reconstructed wavefronts" [30] auf die allgemeine Beziehung von Zonenplatten zur Holographie hin. Zahlreiche Arbeiten über ANwendungen, Bau und abbildende Eigenschaften von Zonenplatten - von denen nur K. Kamiya 1963 [31] wegen der ausführlichen Darstellung der Abbildungsfehler, J. V. Feitzinger 1968 [32] besonders wegen der umfassenden Literatursammlung erwähnt werden sollen - behandeln ausschließlich Zonenplatten nach dem Bildungsgesetz (1).
O. E. Myers 1951 [33] erwähnt bereits die Notwendigkeit, für Röntgenlicht Zonenplatten mit großer Zonenzahl zu benutzen und weist darauf hin, daß (1) nur als Näherung für geringe Zonenzahlen brauchbar ist. Für den Bau von Zonenplatten mit geringer Zonenzahl werden fast ausschließlich mechanisch gefertigte bzw. gezeichnete Vorlagen benutzt [34,35,36,37,38] 1). Neben die mechanischen Verfahren, die auch in letzter Zeit noch Anwendung finden [39,40] treten vereinzelt interferenztechnische bzw. holographische Verfahren [33] bzw. [41] allerdings ohne daß von den prinzipiellen Vorteilen holographischer Verfahren Gebrauch gemacht würde; auch hier beschränkte sich die Behandlung hinsichtlich der Theorie auf

---

1) Die zitierten Arbeiten stellen nur eine Auswahl der grundsätzlichen Verfahren dar, bezüglich einer ausführlichen Zusammenstellung sei auf [32] verwiesen.

auf geringe Zonenzahlen, für die (1) eine hinreichende Näherung darstellt.

Um für das Gebiet der ultraweichen Röntgenstrahlung möglichst lichtstarke abbildende Systeme zu erhalten, schlugen der Verfasser und G. Schmahl 1967 [42] vor, Zonenplatten mit großer Zonenzahl holographisch mit Laserlicht und Photoresistschichten zu bauen. Das Prinzip, nach dem solche Zonenplatten - für deren Behandlung die Näherung (1) natürlich nicht mehr ausreicht - gebaut sind sowie erste Ergebnisse wurden 1969 [43] veröffentlicht.
Die in dieser Arbeit behandelten Fresnelschen Zonenplatten für röntgenastronomische Anwendungen im Gebiet der weichen Röntgenstrahlung stellen - ebenso wie die nach ähnlichen Verfahren in unserer optischen Arbeitsgruppe gebauten Beugungsgitter für für sternspektroskopische Anwendungen [45] - Spezialfälle allgemeiner Beugungsoptiken dar, deren Bau und Wirkungweise am besten mit den Begriffen der Holographie zu beschreiben sind. Wir halten daher die Bezeichnung "Holographische Zonenplatten" für kennzeichnender als die nur auf die Art der Herstellung bezogene Bezeichnung "interferenzielle Zonenplatten".

1.2.3. Gegenüberstellung der beiden Systeme

Es kann sicher nicht die Aufgabe dieses Kapitel sein, Zonenplatten und Wolter-Giacconi-Teleskope so gegeneinander abzuwägen, daß am Schluß nur ein Favorit übrigbleibt. Es soll hier vielmehr nur die Aufmerksamkeit auf einige Vor- und Nachteile der beiden Systeme gelenkt werden, die bei bestimmten Anwendungen allerdings den Ausschlag für die Wahl eines Systems geben können. Die Gegenüberstellung kann auch noch nicht alle Aspekte berücksichtigen, da z.B. die Untersuchungen über Möglichkeiten, Zonenplatten für Röntgenbeobachtungen an extrasolaren Quellen einzusetzen, noch nicht abgeschlossen sind.

Zunächst haben Zonenplatten verglichen mit allen Reflexionsoptiken ein verschwindend geringes Eigengewicht. Da röntgen-

astronomische Beobachtungen nur von Raketen oder Satelliten aus gemacht werden können, ist dies ein wesentlicher Vorteil.

Da Wolter-Giacconi-Teleskope im allgemeine wegen der Bedingung der streifenden Incidenz nur eine schmale äußere Spiegelzone ausnutzen können, sind - um eine hinreichend große sammelnde Fläche zu erhalten - Verhältnisse von 1 : 10 (Durchmesser/ Brennweite) üblich. Die Bildfehler entsprechen dann auch etwa denen von Parabolspiegeln mit diesen Öffnungsverhältnissen. Auch wenn man etwas günstigere Werte als die in 1.2.1. genannten Zerstreuungsscheibchen zugrunde legt, lassen sich über größere Felder keine Winkelauflösungen erreichen, wie sie bei Zonenplatten infolge der i.a. erheblich schlankeren Bündel ohne weiteres möglich sind (z.B. 1" oder weniger über die gesamte Sonnenscheibe).
Hinsichtlich des Produktes aus effektiver Fläche x Efficiency werden große Wolter-Giacconi-Teleskope, wie sie z.B. in [44] als geschachtelte Systeme mit einem Durchmesser von 87 cm und einer effektiven Fläche von 1000 cm^2 konzipiert sind, die etwa 20% der einfallenden Strahlung in einen Bildpunkt mit 2 " Durchmesser konzentrieren sollen, Zonenplatten stets überlegen sein. Große Einzelzonenplatten werden bis zu Durchmessern von einigen cm gebaut werden können. Nimmt man eine Efficiency von etwa 8% an, so ergibt sich, daß das Produkt aus effektiver Fläche x Efficiency für Zonenplatten von 10 cm Durchmesser um einen Faktor $\frac{\pi.5^2.0,08}{1000.0,2} \simeq 30$ schlechter ist.

Ein erheblicher Nachteil für viele Anwendungen ist die starke Farbabhängigkeit der Brennweite bei Zonenplatten. Hierdurch ist die Zonenplatte für alle Beobachtungen im integralen Licht den Reflexionsoptiken unterlegen. Wie in 2.3. gezeigt wird, kann auch durch Zonenplattenkombinationen diese Farbabhängigkeit nur wenig verbessert werden. Andererseits gestattet gerade diese Eigenschaft den Einsatz von Zonenplatten bei Beobachtungen, die neben abbildenden auch dispergierende Eigenschaften des Systems voraussetzen. Eine Zonenplatte kann z.B. mit einem auf der optischen Achse beweglich angeordneten Detektor als Linearspektrometer benutzt werden. Da mit Hilfe von Detektoren oder Filtern nur eine grobe

spektrale Auflösung erreicht werden kann, müssen Wolter-Giacconi-Teleskope für spektrale Untersuchungen mit höherer Auflösung mit Beugungsoptiken kombiniert werden. Dies kann auf verschiedene Weise geschehen: Zunächst ist es möglich, auf konventionelle Weise Plangitter vor- oder nachzuschalten. Man kann aber auch Zonenplatten oder Zonenplattenringe (nach einem Vorschlag von J.Trümper, private Mitteilung) mit Wolter-Giacconi-Teleskopen kombinieren.
Zuletzt - und damit würden sich dann beide Systeme ideal ergänzen - könnte man eine Fläche eines Doppelspiegelsystems (nach einem Vorschlag des Verfassers und G.Schmahl) mit einem holographisch hergestellten Gitter - ggfs. mit zusätzlichen abbildenden Eigenschaften - versehen. Untersuchungen über die Möglichkeiten, solche Systeme zu bauen, sollen an der Göttinger Universitätssternwarte in der nächsten Zeit im Rahmen der weiteren Arbeiten über Beugungsoptiken durchgeführt werden.

2. Holographische Zonenplatten

2.1. Bildungsgesetze und Prinzip der holographischen Erzeugung von Zonenplatten

Eine Zonenplatte kann als Hologramm eines endlich fernen Punktes bei Überlagerung einer Kugelwelle mit einer Referenzwelle (Kugel- oder Planwelle) in einer lichtempfindlichen Schicht, die man in den Durchdringungsbereich der beiden Wellen bringt, festgehalten werden. Wie aus der Holographie bekannt ist, erhält man aus diesem Hologramm die Rekonstruktion der Objektwelle und damit ein fehlerfreies Bild des Objektpunktes nur dann, wenn man das Hologramm mit der gleichen Referenzwelle in der gleichen Anordnung wie bei der Herstellung bestrahlt. Jede Modifikation der Geometrie, der Wellenfront sowie der Wellenlänge bei der Rekonstruktion liefert ein modifiziertes und mit Fehlern behaftetes Bild. Die dabei auftretenden Bildfehler sollen im folgenden untersucht werden. Da die Zonenplatten mit sichtbarem Licht hergestellt und im Röntgenlicht benutzt werden, liegt hier - von der Holographie her gesehen - ein äußerst extremer Fall vor, bei dem die Wellenlänge für die Konstruktion des Hologramms um etwa zwei Größenordnungen von der für die Rekonstruktion benutzten abweicht. Die dabei auftretenden Probleme werden besondere Beachtung verdienen.

Bei der Überlagerung zweier Kugelwellen, deren erste (s. Abb.1) von P ausgeht und deren zweite in Q konvergiert, entsteht in der Ebene ZP als Interferenzstreifensystem die Figur eines rotationssymmetrischen Gitters mit nach außen abnehmender Gitterkonstanten. Die Weglängen von P nach Q über jeweils aufeinanderfolgende der abwechselnd hellen und dunklen Streifen, also

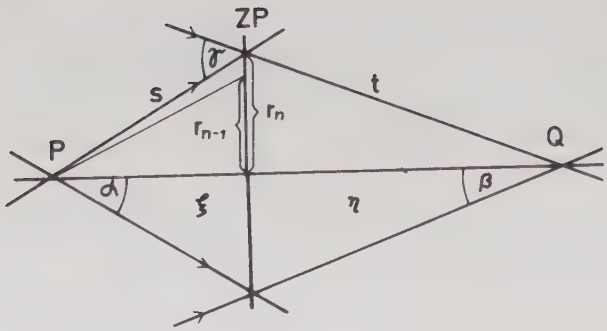


Abb.1 Zum Zonenplattenbildungsgesetz

$P \longrightarrow r_{n-1} \longrightarrow Q$ und $P \longrightarrow r_n \longrightarrow Q$ unterscheiden sich um $\lambda/2$. Dadurch ist das Bildungsgesetzfür eine mit einer solchen Interferenzfigur zu bauenden Zonenplatte definiert:

$$\xi + \eta - s + t - \frac{n\lambda}{2} \qquad (2)$$

oder $$\xi + \eta + \frac{n\lambda}{2} - (\xi^2 + r_n^2)^{\frac{1}{2}} + (\eta^2 + r_n^2)^{\frac{1}{2}} = \xi\left\{1 + \left(\frac{r_n}{\xi}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}} + \eta\left\{1 + \left(\frac{r_n}{\eta}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}} \qquad (3)$$

Durch Reihenentwicklung erhält man

$$n\lambda = r_n^2\left(\frac{1}{\xi} + \frac{1}{\eta}\right) - \frac{1}{4} r_n^4 \left(\frac{1}{\xi^3} + \frac{1}{\eta^3}\right) \pm \cdots \qquad (4)$$

Für die folgende Betrachtung der Bildfehler 3. Ordnung reichen die beiden ersten Glieder der Reihe (4), wobei das zweite Glied noch mit der ersten Näherung $r_n^2 = n\lambda f$ umgeformt werden kann. Setzt man noch $V = \xi/\eta$, so erhält man aus (4):

$$r_n^2 = n\lambda f + \frac{n^2\lambda^2}{4}\left\{\frac{V^3+1}{(V+1)^3}\right\} \qquad (5)$$

bzw. mit $\left\{\frac{V^3+1}{(V+1)^3}\right\} = \Theta$:

$$\frac{n\lambda}{2} = \frac{1}{2}\frac{r_n^2}{f} - \frac{1}{8}\frac{r_n^4}{f^3}\Theta \qquad (6)$$

Für die in der Literatur bisher fast ausschließlich behandelten Zonenplattennach dem quadratischen Bildungsgesetz $r_n = r_1\sqrt{n}$ erhält man mit $f = \frac{r_1^2}{\lambda}$ für $\frac{n\lambda}{2}$ nur das erste Glied von (6).

2.2. Bildfehler 3. Ordnung

Zonenplatten und Brechungslinsen zeigen bezüglich ihrer Abbildungseigenschaften weitgehende Übereinstimmung. Daher ist auch der Formalismus für die Behandlung der Abbildungsfehler weitgehend der gleiche wie für die Behandlung normaler Linsenfehler [2]). Eine kurze Ableitung des Formalismus ist dennoch sinnvoll, um an einigen Stellen den Besonderheiten der holographisch hergestellten Zonenplatten gegenüber den bisher ausführlich behandelten Zonenplatten nach dem einfachen quadratischen Bildungsgesetz (vgl. auch [31,32]) Rechnung tragen zu können. Die Darstellung wird auf die erste Ordnung beschränkt, die Berücksichtigung der höheren Ordnungen ergibt sich trivial durch Ersetzen von λ durch $m\cdot\lambda$ in (5) bzw. (6), wobei m die Ordnungszahl ist.

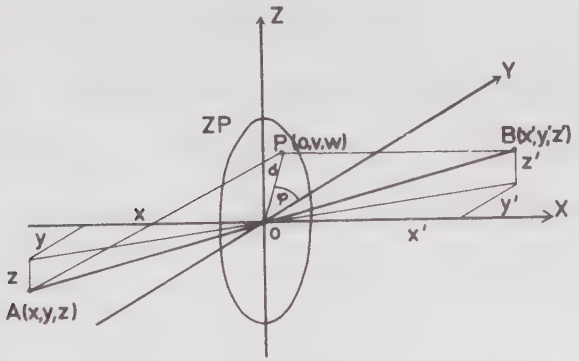


Abb.2 Zur Ableitung der Bildfehler 3.Ordnung

---

[2]) Vgl. z.B. die ausführliche Darstellung der Bildfehler in Born, Optik [46] mit Hilfe des Schwarzschild-Seidelschen Eikonals.

Zur Ableitung der Bildfehler 3.Ordnung werde in einem Kartesischen Koordinatensystem (Abb.2) die Abbildung eines Punktes A(x,y,z) über die Zonenplatte ZP in der xy-Ebene in den Punkt B(x';y';z') betrachtet. P(o,v,w) ist ein Punkt auf der Zonenplatte. Zur besseren Übersicht während der Rechnung werden alle Vorzeichen entsprechend dem Koordinatensystem gewählt.

Es ist $$F = \overrightarrow{AO} + \overrightarrow{OB} = \overrightarrow{AB} + \overrightarrow{PB} + \frac{n\lambda}{2} \qquad (7)$$

die optische Wegfunktion vom Gegenstandspunkt A(x,y,z) zum Bildpunkt B(x';y';z') über einen Punkt P(o,v,w) der Zonenplatte.

Für $\overrightarrow{AP} = -\overrightarrow{PA}$ und $\overrightarrow{PB}$ erhält man:

$$\overrightarrow{PA}^2 = x^2 + (y+v)^2 + (z-w)^2 = x^2\left(1 + \frac{y^2+z^2}{x^2} + \frac{v^2+w^2}{x^2} - 2\frac{vy+wz}{x^2}\right) \qquad (8)$$

$$\overrightarrow{PB} = x'^2 + (y'+v)^2 + (z'-w)^2 = x'^2\left(1 + \frac{y'^2+z'^2}{x'^2} + \frac{v^2+w^2}{x'^2} - 2\frac{vy'+wz'}{x'^2}\right) \qquad (9)$$

Durch Reihenentwicklungen erhält man:

$$\overrightarrow{AP} = -x\psi^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2}\frac{v^2+w^2}{x}\psi^{-\frac{1}{2}} + \frac{vy+wz}{x}\psi^{-\frac{1}{2}} + \frac{1}{8}\frac{(v^2+w^2)^2}{x^3} + \frac{1}{2}\frac{(vy+wz)^2}{x^3} - \frac{1}{2}\frac{(v^2+w^2)(vy+wz)}{x^3} + O\left(\frac{\rho^6}{x^5}\right) \qquad (10)$$

$$\overrightarrow{PB} = x'\psi'^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\frac{v^2+w^2}{x'}\psi'^{-\frac{1}{2}} - \frac{vy'+wz'}{x'}\psi'^{-\frac{1}{2}} - \frac{1}{8}\frac{(v^2+w^2)^2}{x'^3} - \frac{1}{2}\frac{(vy'+wz')^2}{x'^3} + \frac{1}{2}\frac{(v^2+w^2)(vy'+wz')}{x'^3} + O\left(\frac{\rho'^6}{x'^5}\right) \qquad (11)$$

wobei $\left(1+\frac{y^2+z^2}{x^2}\right)=\psi$ bzw. $\left(1+\frac{y'^2+z'^2}{x'^2}\right)=\psi'$ gesetzt wurde.

Setzt man diese Ausdrücke in (7) ein und ersetzt $\frac{n\lambda}{2}$ durch (6) mit $\rho_w^2 = v^2 + w^2$ so erhält man:

$$\begin{aligned} F = {} & \left\{x'\psi'^{\frac{1}{2}} - x\psi^{\frac{1}{2}}\right\} - \left\{\frac{vy'+wz'}{x'}\psi' - \frac{vy+wz}{x}\psi\right\} \\ & + \frac{1}{2}(v^2+w^2)\left\{\frac{1}{x'}\psi'^{-\frac{1}{2}} - \frac{1}{x}\psi^{-\frac{1}{2}} - \frac{1}{f}\right\} - \frac{1}{2}\left\{\frac{(vy'+wz')^2}{x'^3} - \frac{(vy+wz)^2}{x^3}\right\} \\ & + \frac{1}{2}v(v^2+w^2)\left\{\frac{y'}{x'^3} - \frac{y}{x^3}\right\} + \frac{1}{2}w(v^2+w^2)\left\{\frac{z'}{x'^3} - \frac{z}{x^3}\right\} \\ & - \frac{1}{8}(v^2+w^2)\left\{\frac{1}{x'^3} - \frac{1}{x^3} - \frac{1}{f}\Theta\right\} + O\left(\frac{\rho^6}{x^5}, \frac{\rho'^6}{x'^5}\right) \end{aligned} \qquad (12)$$

Nach dem Fermatschen Prinzip entsteht in B ein vollkommenes Bild von A wenn die Variation von F verschwindet, d.h. für

$$\frac{\partial F}{\partial v} = 0 \qquad \text{und} \qquad \frac{\partial F}{\partial w} = 0$$

Da ist:

$$\begin{aligned}\frac{\partial F}{\partial v} = 0 = &-\left\{\frac{y'}{x'}\psi'^{-\frac{1}{2}} - \frac{y}{x}\psi^{-\frac{1}{2}}\right\} + v\left\{\frac{1}{x'}\psi'^{-\frac{1}{2}} - \frac{1}{x}\psi^{-\frac{1}{2}} - \frac{1}{f}\right\} \\ &- \left\{\frac{y'(vy'+wz')}{x'^3} - \frac{y(vy+wz)}{x^3}\right\} + \frac{3}{2}v^2\left\{\frac{y'}{x'^3} - \frac{y}{x^3}\right\} \\ &+ \frac{1}{2}w^2\left\{\frac{y'}{x'^3} - \frac{y}{x^3}\right\} + vw\left\{\frac{z'}{x'^3} - \frac{z}{x^3}\right\} \\ &- \frac{1}{2}v(v^2+w^2)\left\{\frac{1}{x'^3} - \frac{1}{x^3} - \frac{1}{f}\Theta\right\} + \mathcal{O}\left(\frac{\Delta^5}{x'^5}, \frac{\Delta^5}{x^5}\right)\end{aligned} \tag{13}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial F}{\partial w} = 0 = &-\left\{\frac{z'}{x'^3}\psi'^{-\frac{1}{2}} - \frac{z}{x^3}\psi^{-\frac{1}{2}}\right\} + v\left\{\frac{1}{x'}\psi'^{-\frac{1}{2}} - \frac{1}{x}\psi^{-\frac{1}{2}} - \frac{1}{f}\right\} \\ &- \left\{\frac{z'(vy'+wz')}{x'^3} - \frac{z(vy+wz)}{x^3}\right\} + vw\left\{\frac{y'}{x'^3} - \frac{y}{x^3}\right\} \\ &+ \frac{3}{2}w^2\left\{\frac{z'}{x'^3} - \frac{z}{x^3}\right\} + \frac{1}{2}v^2\left\{\frac{z'}{x'^3} - \frac{z}{x^3}\right\} \\ &- \frac{1}{2}w(v^2+w^2)\left\{\frac{1}{x'^3} - \frac{1}{x^3} - \frac{1}{f}\Theta\right\} + \mathcal{O}\left(\frac{\Delta^5}{x'^5}, \frac{\Delta^5}{x^5}\right)\end{aligned} \tag{14}$$

Diese Beziehungen lassen sich nur dann streng erfüllen, wenn v und w verschwinden [3]), d.h. wenn alle Schlitze der Zonenplatte geschlossen sind und nur der Zentralstrahl die Abbildung vermittelt. Das erzeugte Bild ist dann für alle x,y,z ideal, es liegt Gaußsche Abbildung vor. Im folgenden werden die Koordinaten der Gaußschen Bildpunkte mit x'_o, y'_o, z'_o bezeichnet. Man erhält für den Fall v = 0 , w = 0 :

---

[3]) Anmerkung: Eine Ausnahme bilden - dem holographischen Prinzip entsprechend - die Punkte P(ξ,o,o) und Q(η,o,o) (Abb.1,S.14), die bei Benutzung der Wellenlänge, mit der die Zonenplatte hergestellt wurde, fehlerfrei ineinander abgebildet werden, d.h. in (13) und (14) verschwinden hierfür auch die Terme der sphärischen Aberration.

$$\frac{y_0'}{x_0'}\left(1+\frac{y_0'^2+z_0'^2}{x_0'^2}\right)+\frac{y}{x}\left(1+\frac{y^2+z^2}{x^2}\right)=0 \qquad (15)$$

d.h. $$\frac{y}{x}=\frac{y_0'}{x_0'}$$

und

$$\frac{z_0'}{x_0'}\left(1+\frac{y_0'^2+z_0'^2}{x_0'^2}\right)+\frac{z}{x}\left(1+\frac{y^2+z^2}{x^2}\right)=0 \qquad (16)$$

d.h. $$\frac{z}{x}=\frac{z_0'}{x_0'}$$

Für die folgenden Untersuchungen der Bildfehler von Zonenplatten werden die Wurzeln $\gamma^{-\frac{1}{2}}$ und $\gamma'^{-\frac{1}{2}}$ in den Gln. (13) und (14) entwickelt und-wie bei vorangegangenen Entwicklungen - wiederum nur Glieder bis zur 3.Ordnung berücksichtigt. Diese Reihenentwicklung ist für alle in Frage kommenden Fälle erlaubt, da insbesondere für die Anwendungen im Bereich kurzwelliger Strahlung mit relativ langbrennweitigen Systemen nur kleine Bildfehler aufgenommen werden, so daß die für die Reihenentwicklung notwendigen Voraussetzungen

$$\left|\frac{y^2+z^2}{x^2}\right|<1 \quad \text{bzw.} \quad \left|\frac{y'^2+z'^2}{x'^2}\right|<1 \quad \text{erfüllt sind.}$$

Man erhält dann:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{F}}{\partial v} = &-\left\{\frac{y'}{x'}-\frac{y}{x}\right\}-\left\{\frac{y'^3}{x'^3}-\frac{y^3}{x^3}\right\}-\left\{\frac{y'z'^2}{x'^3}-\frac{yz^2}{x^3}\right\}\\ &+v\left\{\frac{1}{x'}-\frac{1}{x}-\frac{1}{f}\right\}-\frac{3}{2}v\left\{\frac{y'^2}{x'^3}-\frac{y^2}{x^3}\right\}\\ &-\frac{1}{2}v\left\{\frac{z'^2}{x'^3}-\frac{z^2}{x^3}\right\}-\frac{1}{2}\omega\left\{\frac{y'z'}{x'^3}-\frac{yz}{x^3}\right\}\\ &+\frac{1}{2}(3v^2+\omega^2)\left\{\frac{y'}{x'^3}-\frac{y}{x^3}\right\}+v\omega\left\{\frac{z'}{x'^3}-\frac{z}{x^3}\right\}\\ &-\frac{1}{2}v(v^2+\omega^2)\left\{\frac{1}{x'^3}-\frac{1}{x^3}-\frac{1}{f}\Theta\right\}+\mathcal{O}\left(\frac{1}{x'^5},\frac{1}{x^5}\right)\end{aligned} \qquad (17)$$

und entsprechend:

$$\frac{\partial F}{\partial w} = -\left\{\frac{z'}{x'^3}-\frac{z}{x^3}\right\}-\left\{\frac{z'^3}{x'^3}-\frac{z^3}{x^3}\right\}-\left\{\frac{y'^2z'}{x'^3}-\frac{y^2z}{x^3}\right\}+w\left\{\frac{1}{x'}-\frac{1}{x}-\frac{1}{f}\right\}$$
$$-\frac{3}{2}w\left\{\frac{z'^2}{x'^3}-\frac{z^2}{x^3}\right\}-\frac{1}{2}w\left\{\frac{y'^2}{x'^3}-\frac{y^2}{x^3}\right\}-v\left\{\frac{y'z'}{x'^3}-\frac{yz}{x^3}\right\} \qquad (18)$$
$$+vw\left\{\frac{y'}{x'^3}-\frac{y}{x^3}\right\}+\frac{1}{2}(3w^2+v^2)\left\{\frac{z'}{x'^3}-\frac{z}{x^3}\right\}$$
$$-\frac{1}{2}w(v^2+w^2)\left\{\frac{1}{x'^3}-\frac{1}{x^3}-\frac{1}{f^3}\Theta\right\}+O\left(\frac{1}{x'^5},\frac{1}{x^5}\right)$$

Zur Bestimmung der Bildfehler werden nunmehr die Koordinaten der Bildpunkte $(x';y';z')$ als Summe der Gaußschen Bildpunktkoordinaten (x'_0,y'_0,z'_0) und der Fehleranteile geschrieben. Das Bild wird in der Gaußschen Bildebene betrachtet, also

$$\begin{aligned} x' &= x'_0 \\ y' &= y'_0 + \Delta y' \\ z' &= z'_0 + \Delta z' \end{aligned} \qquad (19)$$

Da das optische System symmetrisch zur optischen Achse ist, kann man weiterhin ohne Beschränkung der Allgemeinheit $z = z'_0 = 0$ setzen und erhält aus (17) und (18) unter Berücksichtigung von (15), (16) und (19):

$$\frac{\Delta y'}{x'_0} = v\left\{\frac{1}{x'_0}-\frac{1}{x}-\frac{1}{f}\right\}-\frac{3}{2}v\left\{\frac{y'^2_0}{x'^3_0}-\frac{y^2}{x^3}\right\}+\frac{1}{2}(3v^2+w^2)\left\{\frac{y'_0}{x'^3_0}-\frac{y}{x^3}\right\} \qquad (20)$$
$$-\frac{1}{2}v(v^2+w^2)\left\{\frac{1}{x'^3_0}-\frac{1}{x^3}-\frac{1}{f^3}\Theta\right\}+O'\left(\frac{1}{x'^5_0},\frac{1}{x^5},\frac{y'^2_0}{x'^3_0}\Delta y',\frac{y'_0}{x'^3_0}\Delta y'^2,\frac{\Delta y'^3}{x'^3_0}\right)$$

und

$$\frac{\Delta z'}{x'_0} = w\left\{\frac{1}{x'_0}-\frac{1}{x}-\frac{1}{f}\right\}-\frac{1}{2}w\left\{\frac{y'^2_0}{x'^3_0}-\frac{y^2}{x^3}\right\}+vw\left\{\frac{y'_0}{x'^3_0}-\frac{y}{x^3}\right\} \qquad (21)$$
$$-\frac{1}{2}w(v^2+w^2)\left\{\frac{1}{x'^3_0}-\frac{1}{x^3}-\frac{1}{f^3}\Theta\right\}+O'\left(\frac{1}{x'^5_0},\frac{1}{x^5},\frac{y'^2_0}{x'^3_0}\Delta y',\frac{y'_0}{x'^3_0}\Delta y'^2,\frac{\Delta y'^3}{x'^3_0}\right)$$

Für kleine Bildfehler, d.h. $\frac{y_0'}{x_0'} \leq \frac{1}{10}$ sind alle Glieder mit , die in den Restgliedern 0′ der Gln. (20) und (21) zusammengefaßt sind, höchstens von gleicher Größe wie die Glieder 5.Ordnung, sie können also ebenso wie diese bei der folgenden Betrachtung der Fehler 3.Ordnung außer Betracht bleiben. Die Aberrationen werden zum Minimum wenn in (20) und (21) die beiden ersten Terme verschwinden, d.h.

$$\frac{1}{x_0'} - \frac{1}{x} = \frac{1}{f} \qquad (22)$$

(22) stellt - unabhängig von den durch das Koordinatensystem festgelegten Vorzeichen - die Linsengleichung der Zonenplatte dar, die mit der Linsengleichung für Brechungslinsen identisch ist:

$$\left|\frac{1}{x_0'}\right| + \left|\frac{1}{x}\right| = \left|\frac{1}{f}\right| \qquad (23)$$

Liegt die Bildebene (Gaußsche Bildebene) so, daß (22) bzw. (23) erfüllt ist, so bleiben in (20) und (21) nur noch die Aberrationen 3.Ordnung übrig.
Zur Vereinfachung der Betrachtung der einzelnen Bildfehler setzt man

$$v = r_m \cos\varphi \quad \text{und} \quad w = r_m \sin\varphi \qquad (24)$$

Mit (20) und (21) erhält man unter Berücksichtigung von (22):

$$\frac{\Delta y'}{x_0'} = -\frac{3}{2} r_m \cos\varphi \left\{\frac{y_0'^2}{x_0'^3} - \frac{y^2}{x^3}\right\} + \frac{1}{2} r_m^2 (1 + 2\cos^2\varphi) \left\{\frac{y_0'}{x_0'^3} - \frac{y}{x^3}\right\} - \frac{1}{2} r_m^3 \cos\varphi \left\{\frac{1}{x_0'^3} - \frac{1}{x^3} - \frac{1}{f^3}\theta\right\} \qquad (25)$$

$$\frac{\Delta z'}{x_0'} = -\frac{1}{2} r_m \sin\varphi \left\{\frac{x_0'^2}{x_0'^3} - \frac{x^2}{x^3}\right\} + r_m^2 \sin\varphi\cos\varphi \left\{\frac{y_0'}{x_0'^3} - \frac{y}{x^3}\right\} - \frac{1}{2} r_m^3 \sin\varphi \left\{\frac{1}{x_0'^3} - \frac{1}{x^3} - \frac{3}{f^3}\theta\right\} \qquad (26)$$

Astigmatismus — Koma — Sphärische Aberration

2.2.1. Sphärische Aberration für achsennahe Punkte

Bei der Abbildung achsennaher Punkte kann $y \approx 0$ und $y' \approx 0$ gesetzt werden. Es bleiben dann von (25) und (26) die r_n^3-Terme, die sphärische Aberration übrig. Durch Elimination von φ erhält man:

$$\left(\frac{\Delta y'}{x_0'}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z'}{x_0'}\right)^2 = \frac{\varrho^2}{x_0'^2} = \left(\frac{1}{2} r_m^3 \left\{\frac{1}{x_0'^3} - \frac{1}{x'^3} - \frac{1}{f'^3}\Theta\right\}\right)^2 \qquad (27)$$

Von einem achsennahen Punkt ausgehende Strahlen durchsetzen also im allgemeinen Fall die Gaußsche Bildebene in einem Kreisscheibchen mit dem Radius ϱ. Wie bereits erwähnt, ist jede holographisch hergestellte Zonenplatte für den Abbildungsmaßstab, der den Verhältnissen bei der Herstellung entspricht, frei von sphärischer Aberration. Für jeden anderen Abbildungsmaßstab tritt sphärische Aberration auf. Aus (27) erhält man für die sphärische Querabweichung:

$$\varrho = \frac{1}{2} x_0' r_m^3 \left\{\frac{1}{x_0'^3} - \frac{1}{x'^3} - \frac{1}{f'^3}\Theta\right\} \qquad (28)$$

und

$$\Delta f \approx \frac{\varrho f}{r_m} \quad \text{bzw.} \quad \Delta x' = \frac{\varrho x'}{r_m} \qquad (29)$$

für die sphärische Längsabweichung.

Die Verhältnisse für eine Zonenplatte, die dem einfachen quadratischen Bildungsgesetz $r_n = r_1\sqrt{n}$ gehorcht, ergeben sich einfach indem man in (12) nur das erste Glied von (6) benutzt. Man erhält dann anstelle von (28)

$$\varrho = \frac{1}{2} x_0' r_m^3 \left\{\frac{1}{x_0'^3} - \frac{1}{x'^3}\right\} \qquad (28a)$$

Für die Abbildung eines unendlich fernen Punktes ($x_0' = f$, $x = \infty$) erhält man dann

$$\varrho = \frac{1}{2} \frac{r_m^3}{f'^2} \qquad (30)$$

und

$$\Delta f = \frac{1}{2} \frac{r_m^2}{f'} \qquad (31)$$

Für eine Zonenplatte, die mit symmetrischen Aufbau ($\xi = \eta$, $\Theta = \frac{1}{4}$) hergestellt wurde, ergibt sich bei der Fokussierung einer

Planwelle:

$$s = \frac{3}{8}\,\frac{r_m^3}{f^2} \tag{32}$$

und

$$\Delta f = \frac{3}{8}\,\frac{r_m^2}{f} \tag{33}$$

2.2.2. Optimaler Radius einer Zonenplatte

Nach dem Rayleigh-Kriterium wird eine gute Abbildung dann vermittelt, wenn die Aberrationen den Wert von $\lambda/4$ nicht übersteigen. Für Zonenplatten, die dem quadratischen Bildungsgesetz gehorchen, ergibt sich daher aus der sphärischen Aberration stets eine Beschränkung des Radius. Für holographisch hergestellte Zonenplatten ergibt sich eine Beschränkung stets dann, wenn sie für einen Abbildungsmaßstab benutzt werden, der von dem bei der Herstellung verwendeten abweicht.
Zur Berechnung der optimalen Zonenzahl sei eine Variation des optischen Weges von höchstens $\lambda/4$ zugelassen, man erhält dann:

$$\Delta F(r_m) = \int_0^{r_m} \frac{\partial F}{\partial r_m}\, dr_m = \lambda/4 \tag{34}$$

und mit (28):

$$\Delta F(r_m) = \int_0^{r_{m\,opt}} \frac{1}{2} r_m^3 \left\{\frac{1}{x_0^3} - \frac{1}{x^3} - \frac{1}{f^3}\Theta\right\} dr = \frac{1}{8} r_{m\,opt}^4 \left\{\frac{1}{x_0^3} - \frac{1}{x^3} - \frac{1}{f^3}\Theta\right\} = \lambda/4$$

$$r_{m\,opt} = \left[\frac{2\lambda}{\left\{\frac{1}{x_0^3} - \frac{1}{x^3} - \frac{1}{f^3}\Theta\right\}}\right]^{\frac{1}{4}} \tag{35}$$

Für eine Zonenplatte nach dem quadratischen Bildungsgesetz erhält man anstelle von (35):

$$r_{m\,opt} = \left[\frac{2\lambda}{\left\{\frac{1}{x_0^3} - \frac{1}{x^3}\right\}}\right]^{\frac{1}{4}} \tag{35a}$$

und damit für die Fokussierung einer ebenen Welle:

$$r_{m\,opt} = (2f^3\lambda)^{\frac{1}{4}} \tag{36}$$

$$m_{opt} = \sqrt{2\,\frac{f}{\lambda}} \tag{37}$$

Für eine holographisch mit symmetrischem Aufbau ($\xi=\eta, \theta=\frac{1}{4}$) hergestellte Zonenplatte ergibt sich bei Fokussierung einer ebenen Welle aus (35):

$$r_{n_{opt}} = \left(\frac{8}{3} f^3 \lambda\right)^{\frac{1}{4}} \tag{38}$$

$$n_{opt} = \sqrt{\frac{8}{3}\frac{f}{\lambda}} \tag{39}$$

2.2.3. Koma

Geht man zur Abbildung achsenferner Punkte über, so werden in den Gln. (25) und (26) zunächst die y-Terme wirksam:

$$\frac{\Delta y'}{x_0'} = \frac{1}{2} r_n^2 \left(1 + 2\cos^2\varphi\right)\left\{\frac{y_0'}{x_0'^3} - \frac{y}{x'^3}\right\} \tag{40}$$

$$\frac{\Delta z'}{x_0'} = r_n^2 \sin\varphi\cos\varphi \left\{\frac{y_0'}{x_0'^3} - \frac{y}{x'^3}\right\} \tag{41}$$

Eliminiert man φ, so erhält man:

$$\left(\frac{\Delta y'}{x_0'} - r_n^2\left\{\frac{y_0'}{x_0'^3} - \frac{y}{x'^3}\right\}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z'}{x_0'}\right)^2 = \left(\frac{1}{2} r_n^2 \left\{\frac{y_0'}{x_0'^3} - \frac{y}{x'^3}\right\}\right)^2 \tag{42}$$

Durch Gl.(42) wird eine Schar von Kreisen definiert, deren Apex der Gaußsche Bildpunkt ist. Diese Schar von Kreisen liefert das bekannte Bild eines hellen Kerns mit einer daran anschließenden kometenschweifartigen Figur, nach der dieser Bildfehler den Namen bekommen hat. Gl.(42) zeigt auch direkt die Abhängigkeit der Koma von der Öffnung r_n der Zonenplatte. Wie von Brechungslinsen her bekannt ist, kann die Koma durch Abblenden reduziert werden.

2.2.4. Astigmatismus und Bildfeldwölbung

Geht man zur Abbildung noch weiter von der Achse entfernter Punkte über, so werden als letzte noch die y^2-Terme in (23) und (24) wirksam:

$$\frac{\Delta y'}{x_0'} = -\frac{3}{2} r_m \cos\varphi \left\{ \frac{y_0'^2}{x_0'^3} - \frac{y^2}{x^3} \right\} \qquad (43)$$

$$\frac{\Delta z'}{x_0'} = -\frac{1}{2} r_m \sin\varphi \left\{ \frac{y_0'^2}{x_0'^3} - \frac{y^2}{x^3} \right\} \qquad (44)$$

Eliminiert man φ, so erhält man:

$$\left(\frac{\Delta y'}{\frac{3}{2} x_0' r_m \left\{ \frac{y_0'^2}{x_0'^3} - \frac{y^2}{x^3} \right\}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta z'}{\frac{1}{2} r_m x_0' \left\{ \frac{y_0'^2}{x_0'^3} - \frac{y^2}{x^3} \right\}} \right)^2 = 1 \qquad (45)$$

Gl.(44) definiert eine Schar von Ellipsen mit einem Achsenverhältnis von 3 : 1 um den Gaußschen Bildpunkt. Bekanntlich erhält man infolge dieses Fehlers von einem Punkt im Gegenstandsraum keinen Bildpunkt sonder zwei in verschiedenen Flächen (tangentiale und sagittale Bildfläche) scharfe, zueinander senkrechte Linien. Diese beiden gekrümmten, sich in der optischen Achse berührenden Flächen können in erster Näherung ersetzt werden durch ihre Krümmungsradien in der Nähe des Durchstoßpunktesder optischen Achse. Die reziproken Krümmunngsradien dieser Kugelflächen werden als sagittale bzw. tangentiale Bildwölbung bezeichnet. Die halbe Summe der Krümmungsradien wird Bildwölbung genannt und die halbe Differenz der Krümmungen heißt Astigmatismus.

Für den einfachen Fall eines unendlich fernen Gegenstandspunktes soll eine Ableitung der Krümmungen gegeben werden:

OF sei die optische Achse der Zonenplatte, es wird ein unter dem Winkel $\vartheta \neq 0$ auf die in O stehende Zonenplatte mit dem Radius r_n und der Brennweite f betrachtet. Aus Abb.3 findet man:

$$\frac{\Delta y'}{r_m} = \frac{\sigma}{f - \sigma} \qquad (46) \quad \text{und} \quad R_t^2 = r_t^2 - (R_t - \sigma)^2 \qquad (47)$$

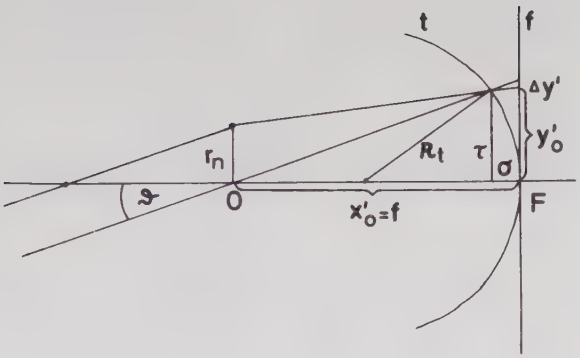


Abb.3 Zur Ableitung des Krümmungsradius der tangentialen Bildfläche

Da σ eine bezüglich R_t und f sehr kleine Größe ist, kann σ^2 vernachlässigt und $\tau = y'_o$ gesetzt werden. Man erhält dann aus (47):

$$\sigma = \frac{y_o'^2}{2R_t} \tag{48}$$

und mit (46):

$$\Delta y' = \frac{y_o'^2}{2R_t} \cdot \frac{r_n}{f} \tag{49}$$

Aus einer entsprechenden Betrachtung folgt für $\Delta z'$:

$$\Delta z' = \frac{y_o'^2}{2R_s} \cdot \frac{r_n}{f} \tag{50}$$

(R_s ist entsprechend der Krümmungsradius der sagittalen Bildfläche).
Für $\varphi = 0$ bzw. 90° findet man mit (43) und (44):

$$\frac{1}{R_t} = -\frac{3}{f} \quad \text{und} \quad \frac{1}{R_s} = -\frac{1}{f} \tag{51}$$

Ein negatives Vorzeichen besagt, daß das entsprechende Bild vor der Gaußschen Bildebene scharf ist, die entsprechende Bildschale ist also konkav von der Linse aus gesehen.

Anmerkungen:

1. Die bei Brechungslinsen auftretende Verzeichnung, die einem y^3-Term entspricht, fehlt, da Zonenplatten ideal dünne Linsen sind.
2. Da bisher nur Zonenplatten gebaut wurden, die bei Benutzung im Röntgenlicht ein sehr kleines Öffnungsverhältnis haben ($D/f \lesssim 1/30$) und nur relativ kleine Bildfelder ausgenutzt werden konnten, sind bisher von den betrachteten Bildfehlern nur die sphärische Aberration in der Praxis wesentlich.

2.3. Zonenplattenkombinationen

Zonenplattenkombinationen sollen nur im Hinblick auf die Möglichkeit, den chromatischen Fehler zu korrigieren, untersucht werden. Da bei den bisher realisierbaren Zonenplatten für weiche Röntgenstrahlung Öffnungsverhältnisse bis nur etwa 1 : 10 erreicht werden können, erübrigt es sich, durch Kombinationen mehrerer Einzelsysteme außeraxiale Bildfehler zu korrigieren.

Bis jetzt werden im Bereich der weichen Röntgenstrahlung ausschließlich Fresnel-Zonenplatten eingesetzt, die eine Efficiency von maximal 8,5% (theoretischer Wert) erreichen können. Eine Kombination von zwei Zonenplatten kann also höchstens eine Gesamtefficiency von 0,72% erreichen. Damit wird es für praktische Anwendungen im allgemeinen sinnlos sein, Systeme mit mehr als zwei Zonenplatten in Betracht zu ziehen. Die folgenden Betrachtungen beschränken sich daher auf Systeme aus zwei Einzelzonenplatten.

Zonenplatten sind ideal dünne Linsen. Ist l der Abstand der beiden Zonenplatten ZP1 und ZP2 mit den Brennweiten f_1 und f_2, so erhält man für die Gesamtbrennweite des Systems:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{l}{f_1 f_2} \qquad (52)$$

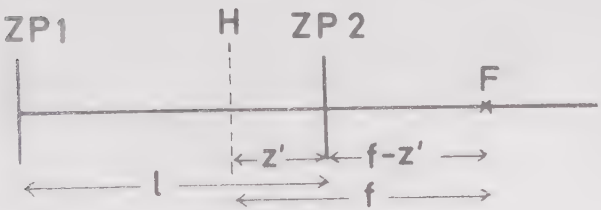


Abb.4 Zur Kombination von zwei Zonenplatten

Mit $f_1 = r_1^2/\lambda$, $f_2 = r_2^2/\lambda$ erhält man aus (52) eine von der Wellenlänge unabhängige Brennweite f, d.h. $\frac{df}{d\lambda} = 0$ für $\lambda = \frac{r_1^2 + r_2^2}{2l}$ (53)

Bekanntlich reicht aber bei zusammengesetzten Linsensystemen die Achromatisierung der Brennweite nicht aus um auch ein achromatisches Bild zu erhalten, da für die Größe und den Ort des Bildes neben der Brennweite auch die Lage der Hauptebene bestimmend ist.
Für den Abstand der Hauptebene H von der bildseitigen Zonenplatte gilt:

$$z' = \frac{f_2 l}{f_1 + f_2 - l} = \frac{r_2^2 l}{r_1^2 + r_2^2 - \lambda l} \qquad (54)$$

Die Lage der Hauptebene ist also auch wellenlängenabhängig. Wie aus der geometrischen Optik bekannt ist[4]), kann ein optischen System, das aus mehreren Einzelsystemen besteht, nur dann ein vollständig achromatisches Bild liefern, wenn bereits die Einzelsysteme achromatisch sind. Es ist also nicht möglich, ein System aus zwei Zonenplatten für eine Wellenlänge vollständig zu achromatisieren.
Im folgenden soll untersucht werden, ob sich durch Verwendung einer Kombination aus zwei Zonenplatten der Farbfehler des Bildes in einem engen Wellenlängenbereich wenigstens gegenüber dem einer entsprechenden Einzelzonenplatte verringern läßt.
Die Rechnung geht von einer Zonenplattenkombination nach Abb.4 aus, bei der ZP1 und die Brennweite der Kombination für 50 A vorgegeben werden. Im Verlauf der Rechnung wird dann l variiert und ZP2 so bestimmt, daß $f_{50\,A}$ den vorgegebenen Wert behält. Aus (52) und (54) werden die Funktionen $z' = \phi$, $f(\lambda)$ und $\frac{d\phi}{f d\lambda}$ gebildet und berechnet. Die letzte Funktion liefert die relativen Fokusänderungen $\frac{df}{f d\lambda}$ der Einzelzonenplatte entsprechenden Werte, aus denen die Größe des Farbfehlers folgt, der mit dem einer entsprechenden Ein-

---

[4]) vgl. z.B. Born, Optik, 2.Aufl. Springer Verlag 1965 S.85

zelzonenplatte verglichen werden kann.
Um bei Aufnahmen der Röntgensonne auch bei Verwendung von empfindlichem grobkörnigen Material eine brauchbare Auflösung zu erhalten, wurde die Brennweite der Kombination für 50 A mit $f_{50\,A} = 75$ cm vorgegeben, damit entsprechen bei $\lambda = 50$ A 5" auf der Sonnenscheibe etwa 19 /u im Bild. Die übrigen Parameter wurden so gewählt, daß die Zonenplatten ZP1 und ZP2 mit den jetzt verfügbaren Laserwellenlängen und bei Verwendung lichtstarker Optiken gerade noch gebaut werden können. ZP 1 wurde vorgegeben mit den Werten:

$$r_1^2 = 75 \cdot 10^{10}\ \text{A} \qquad r_1 = 86{,}5\ /u \qquad D_1 = 30\ \text{mm}$$

Daraus folgt: Stegbreite der äußersten Zone $d_n = 0{,}5$ /u

und die Brennweiten: $f_{40\,A} = 187{,}5$ cm

$f_{45\,A} = 166{,}7$ cm

$f_{50\,A} = 150{,}0$ cm

Die Rechnungen wurden für das Wellenlängenintervall von 1 - 100 A in Schritten von jeweils1 A ausgeführt. Der Abstand l wurde in Schritten von jeweils 10 cm von 10 cm bis 150 cm variiert. Die Rechnungen wurden mit der Univac 1108 der Ges. f. wiss. Datenverarbeitung in Göttingen ausgeführt.

Abb.5 zeigt das Ergebnis der Rechnung. Für eine Auswahl von l-Werten ist die Funktion $\frac{\partial \Phi}{f d\lambda}$ gegen λ aufgetragen.

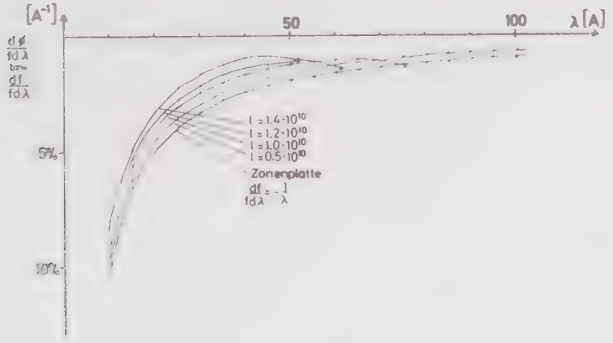


Abb.5

Zum Vergleich ist die entsprechende Funktion

$$\frac{df}{f\,d\lambda} = -\frac{r_1^2}{\lambda^2}\cdot\frac{\lambda}{r_1^2} = -\frac{1}{\lambda} \qquad (55)$$

für eine Einzelzonenplatte aufgetragen. Die Kurven $\frac{df}{f\,d\lambda}$ enden jeweils bei der Wellenlänge, für die $f_{ZP1} = 1$ ist, bei der also die Zonenplattenkombination aufhört als sammelndes System zu wirken.

Die Ergebnisse zeigen, daß die Zonenplattenkombination durchaus ein günstigeres Verhalten hinsichtlich der chromatischen Aberration zeigt als eine einzelne Zonenplatte. Einen nennenswerten Gewinn bietet z.B. das System mit $l = 140$ cm und $r_{1\ ZP2} = 22{,}4\ /u$ im Wellenlängenbereich von 40 - 50 A. Hier ist die Änderung der Schrittweite pro A und damit auch der Durchmesser des entsprechenden Farbfehlerscheibchens um einen Faktor 2,5 - 2,0 kleiner als bei einer entsprechenden Einzelzonenplatte. Bei jeweils voller Ausnutzung der Öffnung der ersten Zonenplatte ergeben sich für dieses System folgende Werte für ZP2:

λ [A]	r_n [mm]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	D/f	f [mm]
40	3,8	[illegible]	[illegible]	7,6	1 : 13	5[illegible]
45	2,4	[illegible]	[illegible]	6,7	1 : 16	4[illegible]
50	1,0	[illegible]	[illegible]	8,0	1 : 25	7[illegible]

Das gerechnete Beispiel zeigt, daß der Verlauf des chromatischen Fehlers gegenüber dem einer Einzelzonenplatte geändert werden kann und daß der relative Farbfehler geringer ist. Es sind bisher keine Anwendungen für Zonenplatten bekannt, bei denen eine Änderung der Farbabhängigkeit des Fokus Vorteile bringen könnte. Die relative Verbesserung des Farbfehlers ist für praktische Anwendungen nur dann auszunutzen, wenn dadurch lichtstärkere Systeme möglich werden.

Eine Kombination von zwei Fresnelzonenplatten besitzt höchstens 8.5% d.h. 1/11.8 der Lichtstärke einer Einzelzonenplatte gleicher Öffnung, bzw. die gleiche Lichtstärke wie ein

Fresnelzonenplatte mit einem um einen Faktor 3,42 kleineren Durchmesser. Eine solche Zonenplatte hat aber - bei gleicher Brennweite - auch ein um den gleichen Faktor kleineres Farbfehlerscheibchen. Die Kombination aus zwei Fresnelzonenplatten ist also hinsichtlich der Größe des Farbfehlers erst dann einer Einzelzonenplatte überlegen, wenn die Verringerung der Farbabhängigkeit des Fokus einen Faktor $> 3{,}42$ ergibt. Benutzt man statt Fresnelzonenplatten Phasenumkehrzonenplatten, so ergeben sich hinsichtlich der Lichtstärke erheblich günstigere Verhältnisse. Phasenumkehrzonenplatten haben anstelle der absorbierenden Ringe einer Fresnelzonenplatte Ringe, die eine Phasenverzögerung von π vermitteln. Ausführliche Darstellungen finden sich in [39,47]. Nimmt man für solche Zonenplatten eine Efficiency von 34% an, so ließen sich mit Zweierkombinationen nach den oben genannten Kriterien schon dann Systeme bauen, die hinsichtlich der Lichtstärke einer Einzelzonenplatte überlegen sind, wenn eine Verbesserung der Farbabhängigkeit des Fokus um einen Faktor $> 1{,}7$ auftritt. Bei Verwendung von Phasenumkehrzonenplatten wäre das gerechnete System mit l = 140 cm im Bereich von 30 A $\lesssim \lambda \lesssim$ 50 A einer Einzelzonenplatte überlegen.

2.4. Sphärische Aberration von Zonenplatten, die mit sichtbarem Licht hergestellt und für Röntgenlicht benutzt werden

Wie in 2.2.2. erwähnt und auch vom Prinzip der Holographie her bekannt, ist jede holographisch nach dem in 2.1. skizzierten Prinzip hergestellte Zonenplatte für genau den Abbildungsmaßstab, der den Verhältnissen bei der Herstellung entspricht und bei Benutzung der auch bei der Herstellung verwendeten Wellenlänge λ_H, frei von sphärischer Aberration. Die hier diskutierten Zonenplatten werden mit sichtbarem Licht gebaut und sollen für Abbildungen mit Röntgenlicht, also mit einer um etwa zwei Größenordnungen kleineren Wellenlänge benutzt werden. Aus dem Bildungsgesetz (5) in 2.1. erhält man durch Differenzieren nach d_n die Breite der Zonenringe ($d_n=1$) bei Verwendung von Plan- und Kugelwelle ($\eta=\infty, V=0, \Theta=1$) ergibt sich:

$$d r_n = \frac{\lambda_H}{2}\left(\xi + \frac{n\lambda_H}{2}\right)\left(\xi n\lambda_H + \frac{n^2\lambda_H^2}{4}\right)^{-\frac{1}{2}} = \frac{\lambda_H}{2\sin\alpha_n} \qquad (56)$$

und bei Verwendung von zwei Kugelwellen ($\xi=\eta, V=1, \Theta=\frac{1}{2}$) entsprechend:

$$d r_n = \frac{\lambda_H}{4\sin\alpha_n} \qquad (56a)$$

Man sieht leicht, daß im Extremfall, d.h. für $\alpha_H \to 90^\circ$ die Breite der äußersten Ringe gegen $\lambda_H/4$ bzw. gegen $\lambda_H/2$ konvergiert. Für Röntgenlicht der Wellenlänge $\lambda_R \ll \lambda_H$ kann daher in Extremfällen eine mit sichtbarem Licht gebaute Zonenplatte mit relativ geringer Zonenzahl bereits unbrauchbar sein. Ein Beispiel möge dies verdeutlichen:
Eine für röntgenmikroskopische Anwendungen im Bereich von etwa 50 A bereits brauchbare Zonenplatte mit $r_1 = 10\ /u$ $n = 100$, $r_n = 100\ /u$ und $dr_n = 0{,}500\ /u$ zeigt praktisch noch keine Abweichung vom quadratischen Bildungsgesetz. Würde diese Zonenplatte mit $\lambda_H = 4579$ A durch Überlagerung einer Plan- mit einer Kugelwelle hergestellt, so ergäbe

ist nach dem Bildungsgesetz mit $\Theta = 1$:

$$r_n^2 = \xi n\lambda + \frac{n^2\lambda^2}{4} \qquad (57)$$

$r_n = 102{,}59$ und $dr_n = 0{,}538\ /u$ für $n = 100$.

Während die inneren Gebiete dieser Zonenplatte für die Wellenlänge $\lambda = 44{,}8$ Å (CK) entsprechend dem $r_1 = 10\ /u$ eine Brennweite von $f = \frac{r_1^2}{\lambda} = 22{,}3$ mm haben, würden Randstrahlen entsprechend der Gitterkonstanten von $2dr_{100} = 1{,}076\ /u$ bei $r_n = 102{,}59\ /u$, bei $f_n = 24{,}64$ mm die Achse schneiden.
Diese Zonenplatte hat also zwischen den inneren und äußeren Gebieten eine Brennweitendifferenz von $\Delta f = f_a - f_i = 2{,}34$ mm und ist damit für Abbildungszwecke mit Röntgenlicht unbrauchbar.

Diese Schwierigkeit kann bei Anwendung des holographischen Verfahrens auf verschiedene Art überwunden werden:

1. Verkleinerung (z.B. elektronenoptisch) von Zonenplatten, die dem Bildungsgesetz (57) gehorchen. Eine Verkleinerung um einen Faktor a würde eine Zonenplatte ergeben, die bei der Wellenlänge $\lambda = \lambda_H a^{-2}$ eine Planwelle frei von sphärischer Aberration fokussieren würde. Elektronenoptische Verkleinerungen sind bereits erfolgreich durchgeführt worden, allernicht mit dem Ziel, die sphärische Aberration zu korrigieren, sondern um aus relativ großen, mechanisch gefertigten Originalen kleine Zonenplatten herzustellen, die überhaupt für Röntgenlicht geeignet sind [36,37] . Dieser Weg soll im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter diskutiert werden, die dabei auftretenden Probleme sind ausschließlich elektronenmikroskopischer und präparativer Art.

2. Da das Korrekturglied in 2.1. Gl.(5) vom Abbildungsmaßstab (ξ und η) bei der Herstellung sowie von λ_H abhängt, könnte man versuchen, durch geeignete Wahl von $V = \xi/\eta$ eine Zonenplatte zu bauen, die für eine Wellenlänge $\lambda < \lambda_H$ für einen bestimmten Abbildungsmaßstab bezüglich sphärischer Aberration korrigiert ist. Dieser Weg soll im folgenden untersucht werden.

3. Nach einem Vorschlag, den der Verfasser zusammen mit G.Schmahl gemacht hat [43], können zum Bau einer Zonenplatte Wellenfronten benutzt werden, die so deformiert sind, daß die resultierende Interferenzfigur bis zu einem bestimmten r_n so beschaffen ist, als ob sie durch Überlagerung von Kugelwellen (bzw. Kugel- und Planwelle) einer erheblich kleineren Wellenlänge entstanden wäre.
Vor allem dieser Weg soll im folgenden genau untersucht werden.

2.4.1. Korrektur der sphärischen Aberration durch Variation des Abbildungsmaßstabs

Nach 2.1. (5) ist das Bildungsgesetz für eine holographische Zonenplatte, die mit der Wellenlänge λ_H gebaut ist:

$$r_n^2 = r_1^2 n + \frac{n^2 \lambda_H^2}{4} \Theta_H \qquad (58)$$

Es soll untersucht werden, ob mit λ_H eine Zonenplatte gebaut werden kann, die für eine Wellenlänge $\lambda_R < \lambda_H$ dem Bildungsgesetz

$$r_n^2 = r_1^2 n + \frac{n^2 \lambda_R^2}{4} \Theta_R \qquad (59)$$

gehorcht.
Durch Subtraktion erhält man aus (58) und (59):

$$\lambda_R = \sqrt{\frac{\Theta_H}{\Theta_R}} \cdot \lambda_H \qquad (60)$$

Abb.6 zeigt, welche Werte $\Theta = \frac{V^2+1}{(V+1)^3}$ annehmen kann, wenn man berücksichtigt, daß für den Abbildungsmaßstab V nur positive Werte sinnvoll sind.
Aus (60) ergibt sich mit den für Θ möglichen Extremwerten 0,25 und 1 sofort, daß man mit λ_H äußerstenfalls für $\lambda_R = \lambda_H/2$ eine korrigierte Zonenplatte bauen kann.

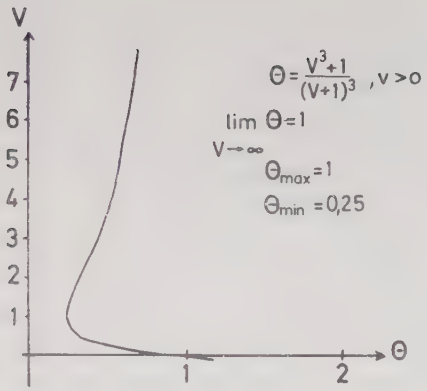


Abb.6 Zur Korrektur der sphärischen Aberration durch Variation des Abbildungsmaßstabs

Für den Bau von Zonenplatten für Röntgenlicht reicht dies Korrekturmöglichkeit nicht aus, da nach dem jetzigen Stand allenfalls Laserlinien im UV bis zu etwa 2500 A zur Verfügung stehen.

2.4.1. Korrektur der sphärischen Aberration durch definierte Wellenfronten

Beim Bau einer holographischen Zonenplatte nach 2.1. Abb.1 ist das Konstruktionsprinzip dadurch festgelegt, daß die Wegdifferenz von P nach Q über die n-te Zone $\xi + \eta + \frac{n\lambda}{2}$ beträgt..Die so eingeführte Wellenlängenabhängigkeit führt zu dem Korrekturglied in 2.1. (5). Eine Modifikation des Korrekturgliedes ist möglich, wenn man die Forderung aufgibt, daß aufeinanderfolgende Zonen durch Interferenz von entsprechenden Teilen der gleichen Kugelwellen - von denen die erste von P ausgeht, die zweite in Q konvergiert -

gebildet werden. Behält man die Forderung bei, daß ein Kreisgitter mit nach außen abnehmender Gitterkonstanten gebildet werden soll, so folgt, daß zur Bildung aufeinanderfolgender Zonen Teile von Kugelwellen interferieren müssen, die für verschiedene Zonen verschiedene Ausgangs- bzw. Konvergenzpunkte haben müssen. Diese Punkte P_n bzw. Q_n müssen auf der Geraden PQ liegen und die von ihnen ausgehenden Wellenfronten müssen an den entsprechenden Stellen r_n so zur Interferenz kommen, daß

$$\alpha_{n-1} + \beta_{n-1} = \gamma_{n-1} < \gamma_n = \alpha_n + \beta_n \qquad (61)$$

gewährleistet ist. Wellenfronten, die einer solchen Bedingung genügen, sind bekanntlich Wellenfronten mit sphärischer Aberration. Es wird im folgenden gezeigt werden, daß auf diese Weise eine erheblich stärkere Modifikation des Korrekturgliedes möglich ist als durch die im vorigen Kapitel behandelte Variation des Abbildungsmaßstabes, so daß insbesondere der Bau von Zonenplatten, die für Röntgenlicht geeignet sind, möglich wird.
Das modifizierte Bildungsgesetz soll hier am Beispiel der Interferenz einer Planwelle mit einer modifizierten Kugelwelle erläutert werden. In 2.6.1. wird dann ein Fall behandelt, bei dem eine für Röntgenlicht korrigierte Zonenplatte durch Überlagerung zweier deformierter Kugelwellen gebaut worden ist.

Anhand von Abb.7 wird die Interferenzfigur zwischen einer Planwelle PW und einer deformierten Kugelwelle KW betrachtet. KW ist mit sphärischer Aberration behaftet, daher werden nur die achsennahen Strahlen im Brennpunkt F vereinigt, die sphärische Aberration verursacht für achsenferne Strahlen die Fokusdifferenz $\Delta f = \Delta\xi_n$.
Man kann nun durch geeignete Vorgabe von Δf eine für eine beliebige Wellenlänge $\lambda_R \leq \lambda_H$ (bei beliebigem, vorgegebenem Abbildungsmaßstab) von sphärischer Aberration freie Zonenplatte mit der Wellenlänge λ_H bauen, wenn die optischen Wege

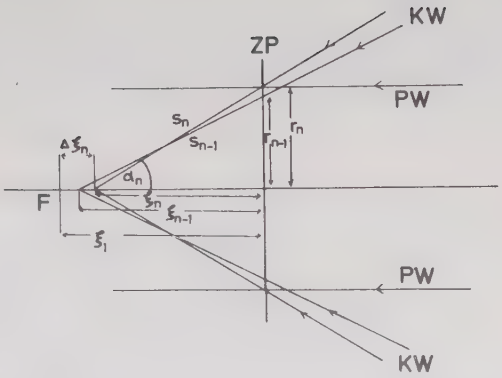


Abb.7 Zur Korrektur der sphärischen Aberration durch Verwendung deformierter Wellenfronten.

s_n für alle n die Bedingung

$$s_n = s_1 = \xi_1 \tag{62}$$

erfüllen. Aus

$$s_n^2 = r_n^2 + \xi_n^2 \tag{63}$$

und (62) erhält man schließlich

$$\xi_n^2 = \xi_1^2 - r_n^2 \tag{64}$$

usw.

$$\Delta\xi_n = \xi_1 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r_n^2}{\xi_1^2}}\right) \tag{65}$$

und durch Reihenentwicklung:

$$\Delta\xi_n = \frac{1}{2}\frac{r_n^2}{\xi_1} + \frac{1}{8}\frac{r_n^4}{\xi_1^3} + \cdots \tag{66}$$

Durch Einsetzen des gewünschten Bildungsgesetzes erhält man aus (64) die Bedingungen für ξ_n bzw. aus (65) oder (66) für $\Delta\xi_n$.
Eine Beschränkung für die Größe der so erzeugten Zonenplatten besteht natürlich darin, daß die kleinste erreichbare Zonenbreite $\Delta r_{min} = \lambda/2$ (bzw. bei Verwendung zweier Kugelwellen $\lambda/4$) ist.

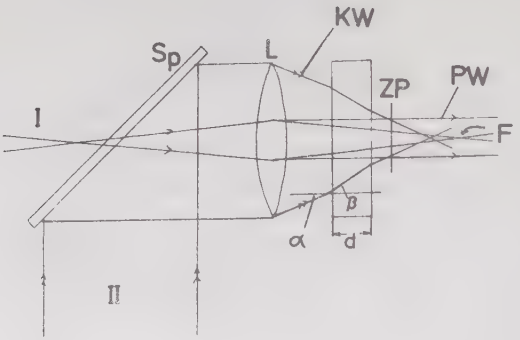


Abb.8 Anordnung zur Erzeugung einer deformierten Kugelwelle.

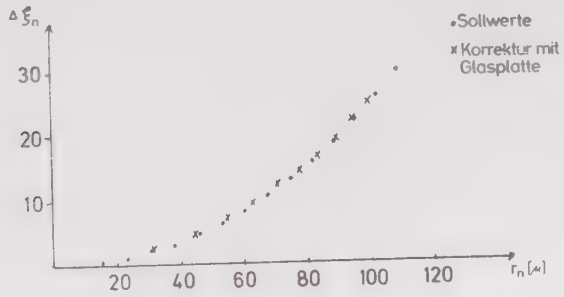
Abb.8 zeigt einen Experimentieraufbau im Prinzip: Über einen teildurchlässigen Spiegel werden die Wellen I und II durch die Linse L geschickt. L macht aus Welle I eine Planwelle PW und aus Welle II eine Kugelwelle KW. Durch eine planparallele Glasplatte der Dicke d erhält die Kugelwelle KW die gewünschte sphärische Aberration. In der Ebene ZP kann die Zonenplatte aufgenommen werden.
Als Beispiel für den Bau einer für Röntgenlicht korrigierten Zonenplatte soll nocheinmal die in 2.4. erwähnte Zonenplatte mit 100 Zonen und $r_1 = 10\ \mu$ betrachtet werden: Mit 4579 A mit einer Anordnung nach Abb.8 allerdings ohne Glasplatte zurKorrektur gebaut, würde ein $r_n = 102{,}59\ \mu$ resultieren. Für 44.8 A ist der Sollwert aber 100,00025 μ, d.h. die Zonenplatte wird gut approximiert durch das quadratische

Bildungsgesetz, das für r_n genau 100 /u liefert.
Zur Berechnung der Korrektur kann also in (64) oder (65) für r_n die quadratische Näherung benutzt werden. Für 4579 A ergibt sich für r_1 = 10 /u aus $f = r_1^2/\lambda$: $f = \xi_1 = 218$ /u. Aus (64) erhält man $\xi_n = 193{,}7$ /u und mit r_n = 100 /u ein $\alpha_n = 27{,}31°$.

Die sphärische Aberration einer Glasplatte ist

$$\Delta f = \frac{d}{n}\left(1 - \frac{\cos\alpha}{\sin\alpha}\right) \qquad (67)$$

Für BK7-Glas mit $n_{4579} = 1{,}5243$ erhält man für Δf = 24,3 /u bei $\alpha_n = 27{,}31°$ aus (67) d = 543 /u. In Abb.9 ist der Verlauf der aus (65) berechneten Sollwerte der Korrektur $\Delta\xi_n$ und der Verlauf der mit einer BK7-Glasplatte von 543 /u Dicke erreichbaren Korrekturwerte gegen r_n dargestellt. Die gute Übereinstimmung zeigt, daß die Korrektur nicht nur für den äußeren Radius sondern für die gesamte Zonenplatte gewährleistet ist.



. . . it Glasplatte erreichbare Korrektur der sphärischen Aberration.

2.5. Experimentelle Grundlagen

2.5.1. Optische Anordnungen zur Erzeugung der Interferenzfiguren

Die Interferenzfigur, aus der nach entsprechender Präparation die Zonenplatte gewonnen wird, entsteht durch Überlagerung einer Kugelwelle mit einer zweiten Kugelwelle oder mit einer Planwelle.
Die einfachste Interferenzanordnung zeigt Abb.10. Mit Hilfe eines teleskopischen Linsensystems wird ein Laserstrahl aufgeweitet und durch das im Brennpunkt der ersten Linse angeordnete Spatialfilter [5]) gereinigt. Über einen Teilerwürfel wird der Strahl in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Durch ein Objektiv O wird aus einem Teil eine Kugelwelle, die mit Hilfe des zweiten Teilerwürfels mit der anderen Teilwelle überlagert wird.. Diese Anordnung ist durch die Verwendung eines Teilerwürfels hinter der Optik O nur für Kugelwellen mit kleinem Öffnungswinkel brauchbar. Prinzipiell ist diese Art der Strahlteilung zwar bis zu Öffnungsverhältnissen von 1 : 0,5 möglich, schon bei erheblich geringeren Werten wird aber der Einfluß der sphärischen Aberration, die die Kugelwelle durch die Teileroptik bekommt, zu groß. In diesem Fall können Anordnungen benutzt werden, wie sie im Prinzip durch Abb.11 dargestellt werden. Bei diesen Anordnungen werden die beiden Wellen bereits vor dem Objektiv O überlagert und konvergieren hinter O in verschiedenen Punkten. Zwischen diesen Punkten kann die Interferenzfigur aufge-

[5]) Das Spatialfilter ist eine Lochblende mit etwas größerem Durchmesser als das Airyscheibchen des Laserstrahls im Brennpunkt der Linse. Durch diese Blende wird alle durch Unsauberkeiten bzw. Inhomogenitäten vorgeschalteter Optiken verursachte Streustrahlung, die nicht exakt in Richtung des Laserstrahles läuft - und daher auch nicht im Brennpunkt vereinigt wird - ausgeblendet. Ohne diese Blende ist die Intensitätsverteilung über den aufgeweiteten Laserstrahl durch Interferenzen gestört.

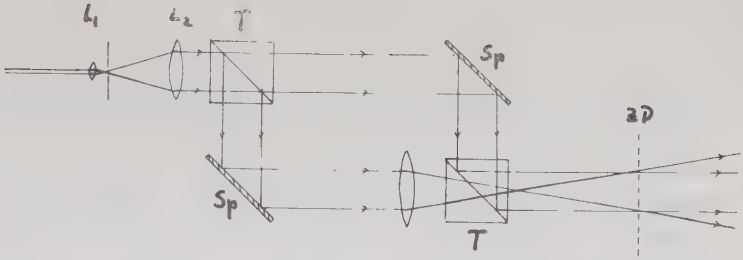


Abb. 10

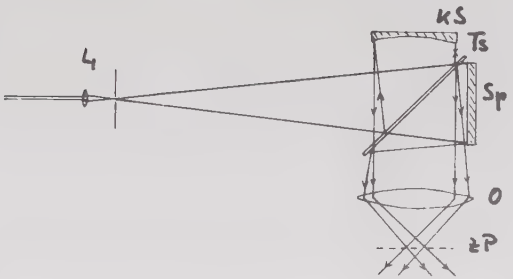


Abb. 11

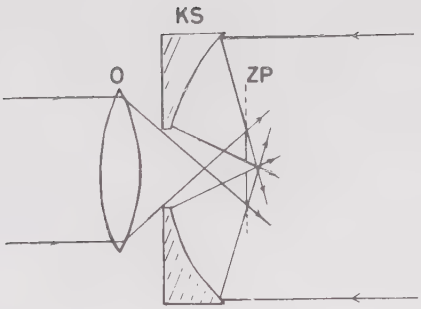


Abb. 12

L_1, L_2	Linsen
Sp	Spiegel
Ts	Spiegel, teildurchlässig
KS	Kugelspiegel
O	Linse, Objektiv
T	Teilerwürfel
ZP	Zonenplatte

nommen werden. Es lassen sich Objektive finden, deren sphärische Aberration gerade so verläuft, daß mit einer Anordnung nach Abb.11 mit sichtbarem Licht Zonenplatten gebaut werden können, die für Röntgenlicht bezüglich sphärischer Aberration korrigiert sind. Ein sonderfall dieser Art wird in 2.6.1. diskutiert. Wählt man eine der beiden Wellen so, daß sie das Objektiv angenähert als Planwelle verläßt, so liegt der in 2.4.2. Abb.8 skizzierte Fall vor, bei dem die Korrektur der sphärischen Aberration mit Hilfe einer planparallelen Glasplatte hinter O vorgenommen werden kann. Die Kugelwelle erhält bei dieser Anordnung die gesamte Korrektur während die Planwelle durch die Glasplatte unbeeinflußt bleibt..

Für große Zonenplatten mit sehr hohen Zonenzahlen können Anordnungen nach Abb.12 benutzt werden. Da hierbei die Mitte der Zonenplatte wegfällt,entstehen ringförmige, apodisierte Zonenplatten, die besonders dort sinnvoll einzusetzen sind, wo man das Bild im Schattenbereich der Mitte und damit ungestört durch die nullte Ordnung entstehen lassen möchte. Besonders bei der Abbildung der Röntgensonne kann man auf diese Weise durch Halo ungestörte, besonders kontrastreiche Bilder erhalten, indem man entweder die gesamte Sonne oder bestimmte Teile - etwa aktive Gebiete - im Schattenbereich abbildet.

Anordnungen nach Abb.12 bieten weiterhin den Vorteil,daß beide Wellen getrennt laufen und daher auch unabhängigvoneinander mit sphärischer Aberration versehen werden können. Die durch O laufende Welle kann entweder durch O selbst oder durch eine nachgeschaltete Korrekturplatte deformiert werden, für die Deformation kann bei der zweiten Welle der Spiegel KS asphärisch geschliffen werden. Anordnungen nach Abb.12 bieten - insbesondere für die Röntgenastronomie die Möglichkeit, sehr große Zonenplatten mit hoher Zonenzahl zu bauen.

2.5.2. Photoresistschichten

Aus der im vorangegangenen beschriebenen Interferenzfigur soll nach einem in 2.5.4. beschriebenem Verfahren eine für Röntgenlicht brauchbare Zonenplatte präpariert werden. Hierzu wird zunächst mit der Interferenzfigur eine photoempfindliche Schicht belichtet, die nach der Entwicklung eine Zonenplatte in einer für die weitere Präparation geeigneten Form liefert.
Unter den sog. Photoresistschichten, die besonders in der Halbleitertechnik verwendet werden, findet man lichtempfindliche Lacke, die den hier gestellten Anforderungen genügen. Es werden hier die gleichen Schichten, insbesondere der von Shipley/USA hergestellte Diazo-Resist AZ 1350, benutzt, die auch für den Bau holographischer Gitter geeignet sind und in [45] ausführlicher diskutiert werden. Da diese Schichten für holographische Gitter erheblich höheren Anforderungen hinsichtlich ihrer Fähigkeit, optisch einwandfreie Oberflächen zu bilden und die einer Interferenzfigur eigene Teilungsgenauigkeit dauernaft zu halten, unterliegen, sei bezüglich der allgemeinen Eigenschaften dieser Schichten auf die zitierte Darstellung von G.Schmahl[45] verwiesen Im folgenden werden nur die für Zonenplatten wesentlichen Eigenschaften kurz beschrieben:
Photoresistschichten haben die Eigenschaft, unter Lichteinwirkung ihre Löslichkeit in bestimmten Lösungsmitteln zu ändern. Positiv arbeitende Schichten werden durch Lichteinwirkung löslich - z.B. AZ1350 in Natronlauge - negativ arbeitende Schichten werden unlöslich.Bei diesen Schichten muß jedes Molekül einzeln durch Lichteinwirkung umgewandelt werden - beim AZ 1350 werden z.B. polymere Diazoverbindungen getrennt. Hierin unterscheidet sich die Wirkungsweise grundsätzlich von der normaler Photoschichten auf Silberhalogenidbasis, bei denen durch die Belichtung nur entwicklungsfähige Keime gebildet werden. Bei normalen Photoschichten liefert das Licht also nur einen

geringen Teil der zur Bildentstehung notwendigen Energie, der weitaus größere Teil wird auf mechanischem Wege über den Entwicklungsvorgang zugeführt. Beim Photoresist geschieht die gesamt Umwandlung in das sichtbare Bild durch die Energie des Lichtes, anschließend werden nur die löslich gewordenen Teile des Resists ausgewaschen.
Aus dieser Wirkungsweise resultieren die wesentlichen Eigenschaften der Photoresiste:

1. Sehr hohe Auflösung, die vermutlich bis zu molekularen Dimensionen reicht.
2. Sehr geringe Empfindlichkeit verglichen mit normalen Photoschichten.

Die Empfindlichkeit der Schichten beginnt bei Wellenlängen $\leq$ 4800 A, sie ist optimal bei etwa 3500 A.

2.5.3. Anforderungen an das Laserlicht und an die Interferenzanordnungen

Aus dem im vorigen Kapitel gesgten ergibt sich, daß zur Belichtung der Photoresistschichten lichtstarke Laser mit Wellenlängen unterhalb von 4800 A notwendig sind.In der Praxis haben sich bisher vor allem kontinuierlich arbeitende Argon- bzw. Krypton-Ionenlaser bewährt. Von den etwa 8 Linien eines Ar^+ Ionenlasers zwischen 4545 A und 5145 A ist zur Belichtung der meisten Photoresistsorten - insbesondere des AZ 1350 - nur die Linie mit 4579 A geeignet, für alle anderen Linien - insbesondere für die stärksten Linien bei 4880 A und 5145 A - ist das Produkt aus Leistung der Strahlung x Empfindlichkeit des Resists geringer. Bei dem verwendeten Argon-Ionenlaser Typ 53 A der Firma Coherent Radiation wird

die Linie 4579 A mit einer Leistung von 200 - 500 mW angeregt; diese Leistung ist für verschiedene Plasmaröhren etwas unterschiedlich, sie sinkt zudem mit zunehmendem Alter einer Röhre. Von den etwa 9 Linien eines Krypton-Lasers im sichtbaren Wellenlängenbereich zwischen 4619 und 6764 A erreicht bei der entsprechenden Ausführung - Typ 53 K der gleichen Firma - keine Linie ein so günstiges Produkt Leistung x Empfindlichkeit des Resist wie die oben genannt Argon-Linie. Sowohl Krypton- als auch Argon-Ionenlaser können mit speziellen Resonatorspiegeln auch jeweils zwei Linien im nahen UV anregen. Die Wellenlängen dieser Linien liegen bei 3511 A und 3638 A für Argon und 3507 A und 3564 A für Krypton. Der Laser 53 A emittiert die beiden UV-Linien mit einer Leistung von je 50 bis 75 mW. Von der in Aufbau und ~~Leistung~~ Betriebsdaten nahezu gleichen Kryptonversion dieses Lasersystems, dem Typ 53 K, werden die UV-Linien mit einer Gesamtleistung von 100 bis 250 mW emittiert, wobei etwa 1/3 auf die eine und 2/3 auf die andere Linie entfallen.

Zur Erzielung einwandfreier Interferenzen darf der Laser nur in der transversalen Grundmode TEM_{oo} schwingen, der Strahl hat dann eine gaußförmige Intensitätsverteilung und das Licht hat über die gesamte Bündelfläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung gleiche Phase. Diese Forderung kann durch geeignete Dimensionierung der Plasmaröhre, insbesondere des Rohrdurchmessers, sowie der Resonatorkonfiguration erfüllt werden. Die genannten Lasertypen sind prinzipiell für die ausschließliche Anregung in dieser Mode konstruiert. In der Praxis hat es sich jedoch erwiesen, daß es notwendig ist, darüber hinaus noch jeweils ausgesuchte Röhren zu verwenden, da stets vorhandene Reste anderer Moden bei den verschiedenen Linien des gleichen Plasmarohres verschieden stark auftreten. Die Plasmaröhren müssen also so ausgesucht werden, daß in den benutzten Linien diese Reste jeweils möglichst gering sind.

Die Kohärenzlänge der Laserstrahlung beträgt für die genannten Linien einige cm, d.h. es können Interferenzen mit einigen 10^4 Streifen ohne Eingriffe in den Resonator

mit gutem Kontrast hergestellt werden. Dies ist ein für alle Zonenplattenanwendungen ausreichender Wert, daher erübrigt sich an dieser Stelle eine weitere Diskussion über Fragen der Kohärenzlänge und damit eng zusammenhängende Probleme der Frequenzkonstanz, die im übrigen auch in der bereits zitierten Arbeit [45] ausführlich behandelt sind.

Die ersten Zonenplattenexperimente wurden in den Jahren 1967/68 mit dem Laser Modell 140 der Firma Spectra Physics gemacht, dem ersten kontinuierlich arbeitenden starken Argon-Ionenlaser, der ab 1967 kommerziell verfügbar war. Zur Zeit stehen die beiden Laserköpfe 53 A und 53 K, die alternativ mit dem gleichen Netzteil betrieben werden, im optischen Labor der Göttinger Sternwarte zur Verfügung.

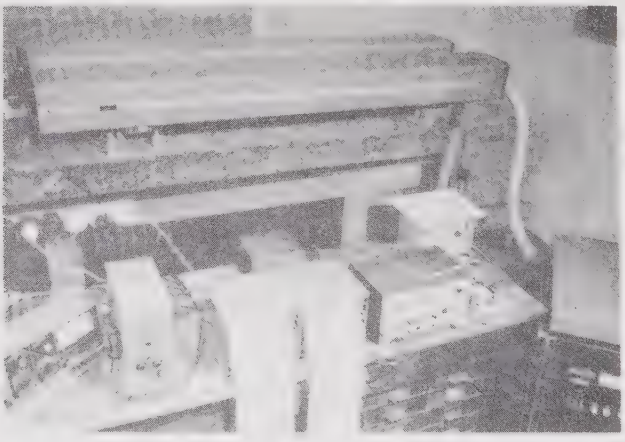


Abb.13 Argon-Ionenlaser und Krypton-Ionenlaser

Für die Interferenzanordnungen steht im optischen Labor der Göttinger Universitätssternwarte eine mechanisch und thermisch hochstabilisierte Experimentierkammer zur Verfügung, die für den Bau holographischer Gitter aufgebaut

wurde und ebenfalls in [45] genau beschrieben ist.
Auf eine bereits vorhandene optische Bank, die unabhängig vom Fundament des Gebäudes auf zwei Betonklötzen steht, wurde zur besseren Entkopplung von mechanischen Schwingungen eine etwa 700 kg Terrazo-Platte auf einer Kombination von Spiralfedern und Dämpfungselementen aufgestellt. Die thermische Stabilisierung des gut isolierten Interferenzraumes erfolgt über Wärmeaustauscher, die von einer Sole durchflossen werden. Die Sole wird in einem Thermostaten auf der gewünschten Temperatur gehalten. Mit einem Widerstandsthermometer konnte nachgewiesen werden, daß etwa 5 Minuten nach dem Abschalten der Temperierungsanlage für eine Dauer von mehr als 15 Minuten an einer festen Stelle im Raum die Temperaturschwankungen geringer als 0,01 °C ist. Mit einem Quecksilberthermometer konnte nachgewiesen werden, daß die Temperaturdifferenz an verschiedenen Stellen der Kammer 0,05 - 0,1 °C nicht überschreiten. Diese Werte sind eine obere Grenze und durch die Genauigkeit des benutzten Thermometers bestimmt.
Um thermische und mechanische Störungen im Interferenzraum zu vermeiden, hat es sich als notwendig erwiesen, den Laser selbst außerhalb der Kammer aufzustellen. Um die Ausgangsleistung des Lasers - und vor allem für den Bau holographischer Gitter auch das Modenverhalten stabil zu halten - wird die Temperatur des Labors, in dem der Laser steht, mit einer Raumklimatruhe auf etwa $\pm$ 1,5 °C konstant gehalten.

Die thermische und mechanische Stabilität der gesamten Anlage läßt Belichtungszeiten von mehr als 15 Minuten zu. Solche Zeiten treten allerdings bisher nur beim Bau holographischer Beugungsgitter auf. Die Belichtungszeiten für Zonenplatten liegt zwischen einigen Sekunden und einer Minute.

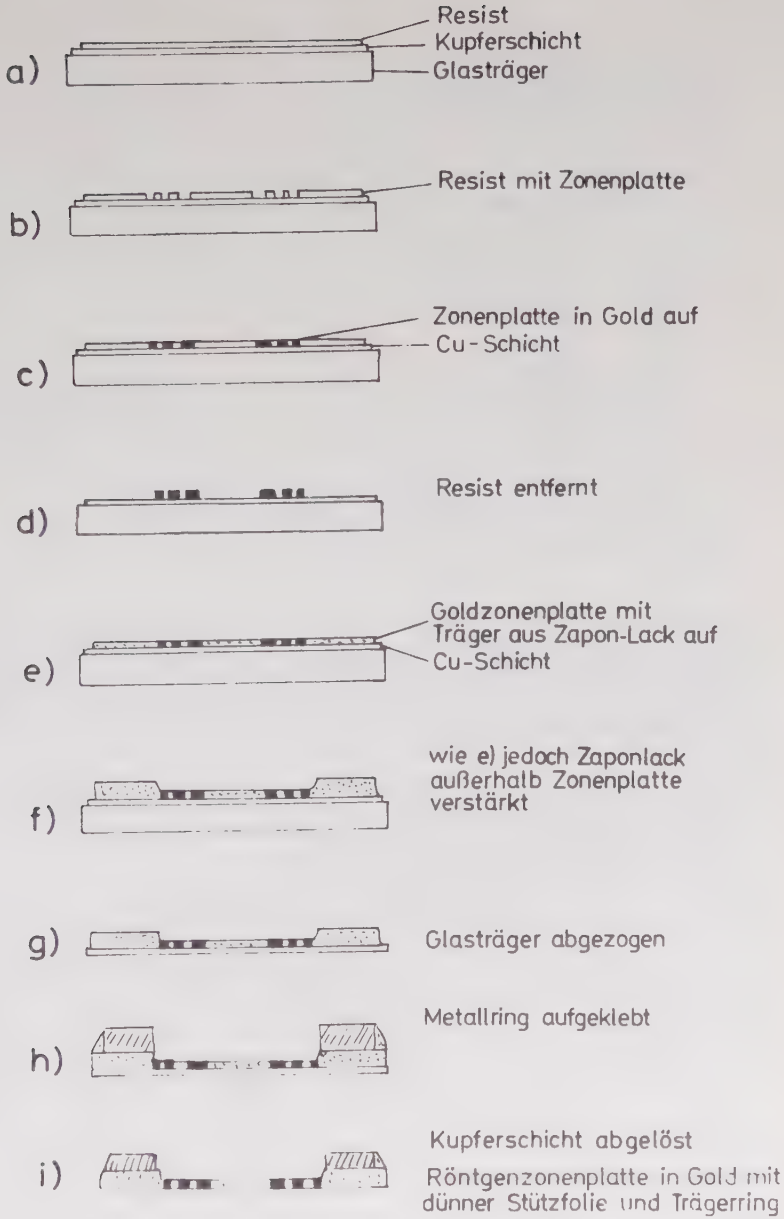
Alle bisher benutzten Interferenzaufbauten für Zonenplatten konnten so aufgebaut werden, daß die optischen Wege der beiden interferierenden Lichtbündel gleich waren, in Verbindung mit der relativ geringen Anzahl von Interferenzstreifen für Zonenplatten (10^3 bis 10^4 Zonen gegenüber 10^4 bis 10^6 Linien bei gebräuchlichen Typen spektroskopischer Beugungsgitter) bedeutet das, daß beim Bau von Zonenplatten nur vergleichsweise geringe Anforderungen an die

Kohärenzlänge und damit an das Modenverhalten des Lasers gestellt werden. mußten.

2.5.4. Präparation von Zonenplatten für weiche Röntgenstrahlung

Fresnelsche Zonenplatten bestehen aus abwechselnd für die Strahlung durchlässigen und undurchlässigen Zonen. Da der Massenabsorptionskoeffizient für weiche Röntgenstrahlung proportional Z^4 ist, kommen als Material für die absorbierenden Zonen nur Elemente mit hoher Ordnungszahl in Frage. In der Praxis wird allgemein Gold zur Präparation von Zonenplatten für diesen Strahlungsbereich benutzt. Vor allem bei mechanisch hergestellten Zonenplatten mit geringer Zonenzahl ist es möglich, freitragende Goldringe zu präparieren, die durch Haltestege verbunden sind. Für holographisch hergestellte Zonenplatten empfiehlt sich dieses Verfahren nicht, da insbesondere bei hohen Zonenzahlen in den äußeren Gebieten eine hinreichende Stabilität der Ringe kaum zu erreichen ist; außerdem lassen sich Unterbrechungen einzelner Ringe durch die Auswirkung von Störinterferenzen kaum ganz vermeiden, diese Ringe können dann auch durch Stege nicht gehalten werden. Mechanisch recht stabile Zonenplatten erhält man, wenn die Goldringe auf eine für weiche Röntgenstrahlung hinreichend durchlässige Folie präpariert werden. Ein solches Verfahren, das sich in der Praxis bewährt hat, soll im folgenden beschrieben werden.

Abb.14 a....i zeigt die einzelnen Präparationsschritte. Zunächst werden die Platten zur Aufnahme der Interferenzfigur mit Photoresist vorbereitet. Auf eine Glasplatte mit hinreichend genauer Oberfläche - für Zonenplatten von wenigen mm Durchmesser reichen Objektträger für mikroskopische Präparate aus - wird eine Kupferschicht von etwa 0,3 µ Dicke aufgedampft. Auf diese Schicht wird der Photoresist aufgeschleudert (a). Hierzu wird der flüssige Photolack auf das Substrat gegossen und dieses dann in rasche Rotation versetzt. Die Dicke des verbleibenden Lackfilms hängt von


a)
Resist
Kupferschicht
Glasträger
b)
Resist mit Zonenplatte
c)
Zonenplatte in Gold auf
Cu-Schicht
d)
Resist entfernt
e)
Goldzonenplatte mit
Träger aus Zapon-Lack auf
Cu-Schicht
f)
wie e) jedoch Zaponlack
außerhalb Zonenplatte
verstärkt
g)
Glasträger abgezogen
h)
Metallring aufgeklebt
i)
Kupferschicht abgelöst
Röntgenzonenplatte in Gold mit
dünner Stützfolie und Trägerring

der Viskosität des Lackes und von der Rotationsgeschwindigkeit ab (vgl. Abb.15)

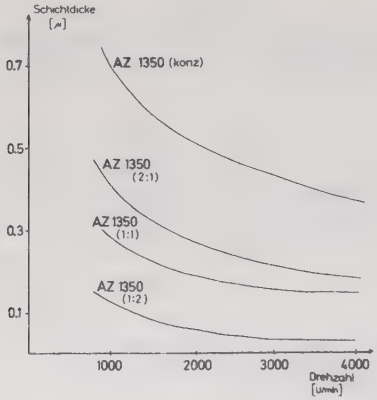


Abb.15 Zum Aufbringen einer Photoresistschicht durch Schleudern

Die Dicke der aufzubringenden Photoresistschicht wird durch die Breite der äußersten Zonenringe bestimmt. Um bis zu den äußersten Gebieten gut getrennt Ringe zu erhalten, muß die Dicke des Resists geringer sein als die Breite dieser schmalsten Ringe.

Die Resistschicht wird mit der Interferenzfigur belichtet und anschließend entwickelt. Es liegt nun eine Zonenplatte in Photoresist auf einer Kupferschicht vor (b). Auf galvanischem Weg wird nunmehr in den freigelegten Zonenringen auf der Kupferschicht etwa 0,15 µ Gold niedergeschlagen. Hierzu wurde bei den bisher präparierten Zonenplatten das cyanidische Hartglanzgoldbad Autronex CI BN 181200 der Firma Blasberg, Solingen-Merscheid, benutzt. Mit einem geeigneten Lösungsmittel, z.B. AZ-Remover, wird dann der Photoresist gelöst; auf der Kupferschicht befindet sich jetzt eine Zonenplatte aus Goldringen (c). und (d). Auf diese Zonenplatte wird jetzt eine dünne Zaponlackfolie (0,2 - 0,5 µ Dicke) durch Schleudern aufgebracht (e). Diese Lackfolie wird außerhalb der Zonenplatte mit einem Zaponlackring verstärkt (f). Die Kupferschicht, die nun durch eine dicke

Zaponlackschicht stabilisiert ist, kann nun von dem Glasträger abgezogen werden (g). Nun wird ein Metallring so auf die Lackschicht geklebt, daß die Zonenplatte den inneren Durchmesser gerade ausfüllt (h). Die Kupferschicht kann dann in einer Ammoniumperoxodisulfatlösung aufgelöst werden. Nach dieser Präparation liegt eine Goldzonenplatte auf einer dünnen, für Röntgenlicht durchlässigen Trägerfolie, gestützt durch einen Metallring vor, die als Röntgenlinse benutzt werden kann.(i).

Für die Funktion der Zonenplatten als Röntgenlinsen sind nur die Dicke der Stützfolie und vor allem die Dicke der galvanisierten Goldringe ausschlaggebend. Die Zaponlackfolie ist bei einer Dicke von 0,2 bis 0,5 μ mechanisch hinreichend stabil. Photographische Untersuchungen ergaben eine Transmission von 70 bis 80% für die CK_α-Strahlung bei 44,8 A.
Für die Absorption von Gold lagen zunächst nur Meßwerte bis 10 A vor [6]), hieraus wurde unter der Voraussetzung, daß die Absorption etwa proportional λ^3 (ohne Berücksichtigung von Kanten) verläuft, für die CK_α-Strahlung bei 44,8 A eine Absorptionskoefficient von $\mu \gtrsim 5.10^5\ cm^{-1}$ extrapoliert, d.h. eine 200 A dicke Goldschicht würde die Strahlung um den Faktor 1/e schwächen. Um bei der Unsicherheit dieses extrapolierten Wertes eine sicher ausreichende Absorption von Gold im Bereich von 8 bis 50 A zu gewährleisten, wurden die Goldringe etwa 0,1 μ dick galvanisiert. Messungen der Absorption von Gold im Bereich von 8 bis 70 A von Bäuninger am astronomischen Institut der Universität Tübingen ergaben für 44,8 A einen Absorptionskoeffizienten von $\mu = 5.10^5 cm^{-1}$ und bestätigten damit die oben genannten Werte (private Mitteilung von H.Bräuninger,Tübingen).

---

[6]) vgl. z.B. Kebble, Handbook of X-Rays, McGraw-Hill 1967

2.6. Diskussion einiger Zonenplattentypen und Prüfergebnisse

2.6.1. Mit deformierten Wellenfronten gebaute Microzonenplatte

Es soll eine Zonenplatte diskutiert werden, die mit einer der Abb.11 in 2.5.1. entsprechenden Anordnung gebaut wurde und bei der die in 2.4. beschriebene sphärische Aberration von Zonenplatten, die mit sichtbarem Licht gebaut und für Röntgenlicht benutzt werden, allein durch Ausnutzung der dem Objektiv O eigenen sphärischen Aberration weitgehend korrigiert ist.
Die Zonenplatte wurde zur Abbildung von Mikrostrukturen mit weichem Röntgenlicht gebaut. Als Objektiv O wurde ein Rayxar 1 : 0,75 mit f = 50 mm benutzt. In einem Aufbau nach Abb.12 wurde das Objektiv vermessen. Der Kugelspiegel hatte f = 1000mm Anstelle der Teilerplatte wurde eine Teilerwürfel von 80 mm Kantenlänge benutzt. Die anordnung wurde so kompakt wie möglich aufgebaut, als freier Parameter blieb dann die Entfernung: Spatialfilter - Teilerwürfelvorderkante. Die Vermessung ergab die in Abb.17 dargestellten Werte. DieBedeutung der in Abb.17 benutzten Symbole ergibt sich aus der Skizze Abb.16.

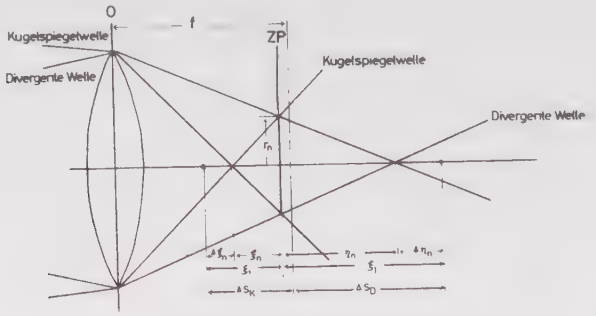
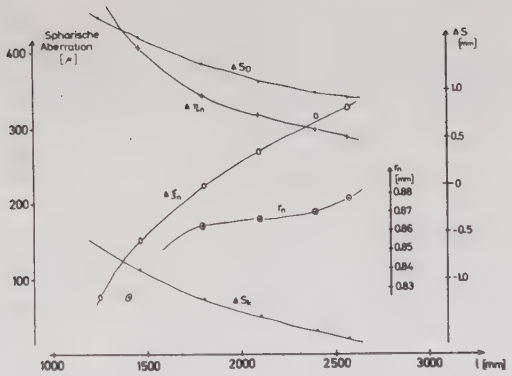


Abb.16 Skizze zur Erläuterung der inn Abb.17 benutzten Symbole.



- Abb.17 Zur Vermessung eines Objektivs Rayxar 1: 0,75, f = 50 mm.

Vermessen wurden die Werte der sphärischen Aberration $\Delta\xi_n$ u. $\Delta\eta_n$; die Werte ΔS_K u. ΔS_D jeweils für die über den Kugelspiegel laufende Welle und die - stets divergente - über den Planspiegel laufende Welle. Außerdem wurden die jeweiligen Werte von r_n gemessen. Aus diesen Meßwerten konnten Werte für ξ, ξ_n und η, η_n (vgl. auch 2.4.2.) abgeleitet werden. Für den endgültigen Bau der Zonenplatte wurde der Teilerwürfel wegen seiner unzureichenden optischen Qualität durch eine Teilerplatte ersetzt (diese Platte war zur Zeit der Vermessung der Optik noch nicht verfügbar). Nach entsprechender Reduktion der Meßwerte ergab sich, daß der Aufbau für den Bau einer für weiche Röntgenstrahlung weitgehend korrigierten Zonenplatte geeignet ist, wenn l* = 2275 mm gewählt wird (l* ist der für den Aufbau mit Teilerplatte gültige Wert, er wurde durch Umrechnung der mit Teilerwürfel gemessenen Werte l ermittelt).
Mit dieser Einstellung wurden Zonenplatten gebaut und nach dem in 2.5.4. beschriebenen Verfahren präpariert. Diese Zonenplatten wurden vermessen und mit Röntgenlicht geprüft.

Aus der Vermessung der ersten 100 Zonen mit einem Komparator ergab sich der Wert $r_1 = 17{,}4\ \mu \pm 0{,}4\ \mu$ und damit $f_{44{,}85\ A} = 67{,}5\text{mm} \pm 1{,}5\text{mm}$. Wegen den in den äußersten Gebieten stark hervortretenden Beugungsringen vom Objektivrand konnte die Zonenplatte nur bis $r_n = 710\ \mu$ präpariert werden, das entspricht einer Zonenzahl von $N \approx 1600$. Bei $r_n = 710\ \mu$ beträgt die Breite der Zonenringe etwa $0{,}24\ \mu$.

Mit der CK_α-Strahlung von 44,85 A wurde die Zonenplatte in der von Herrn B.Niemann im Rahmen der Arbeitsgruppe aufgebauten Röntgenprüfapparatur geprüft. Über die Abbildung von 10 μ dicken Drähten wurde die Brennweite der Zonenplatte für 44,85 A vermessen. Um eine Aussage über noch etwa vorhandene sphärische Aberration zu erhalten, wurde die Bestimmung zunächst mit dem inneren Teil der Zonenplatte bis $r_n = 500\ \mu$ durchgeführt und dann - durch Abdecken dieses Teils - mit dem äußeren Ring $500\ \mu \leq r_n \leq 700\ \mu$ wiederholt.
Die Drähte wurden hierzu im Maßstab von etwa 1 : 1 mit einer Gegenstandsweite von g = 134 mm abgebildet. Für jede Bestimmung wurden 6 Aufnahmen gemacht, bei denen die Bildweite jeweils in Schritten von 3 mm von b = 128 mm bis b = 143 mm geändert wurde. Die Bilder wurden mit dem Intensitäten registrierenden Mikrophotometer der Göttinger Sternwarte vermessen und aus dem Verlauf des Kontrastes die beste Bildweite bestimmt. Für den inneren Bereich ergab sich der höchste Kontrast für b = (137,5 ± 0,5) mm für den äußeren Ring für b = (138,5 ± 0,5) mm. Hieraus ergibt sich für die Brennweite bei 44,85 A:

$$f_{innen} = (67{,}86 \pm 0{,}12)\ \text{mm}$$
$$f_{außen} = (68{,}11 \pm 0{,}12)\ \text{mm}$$

In Abb.18 ist die Änderung der Brennweite mit r_n aufgetragen, die sich für eine Zonenplatte ergeben würde, die mit zwei Kugelwellen mit der Wellenlänge 4579 A gebaut und für 44,85 A benutzt wird. Die beiden Meßwerte der korrigierten Zonenplatte sind als Punkte bei dem jeweiligen Schwer-

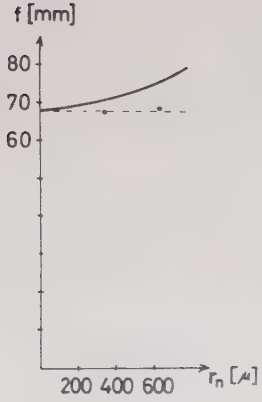


Abb.18

punktsradius eingetragen.

Die beschriebene Zonenplatte ist also für weiche Röntgenstrahlung nahezu vollständig hinsichtlich sphärischer Aberration korrigiert. Der gerade noch über der Nachweisgrenze liegende Rest entspricht einer leichten Unterkorrektur.

Für Abbildungen und Auflösungstests wurde die Zonenplatte bis zu $r_n = 500/\mu$ abgeblendet, um auch vom Einfluß des verbliebenen Restes der sphärischen Aberration möglichst frei zu sein.

Abb.19 zeigt eine Aufnahme von $10/\mu$ dicken drähten, die mit dem Licht der CK_α-Strahlung 10 : 1 vergrößert abgebildet wurden.

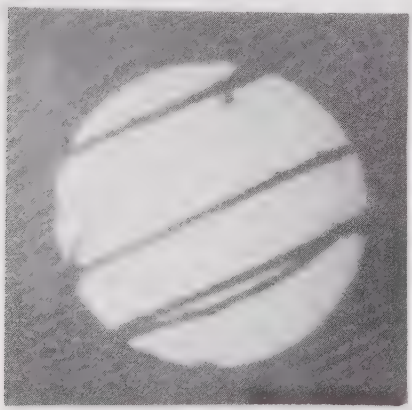


Abb.19 ($10/\mu$ Drähte)

Auflösungstests an verschiedenen entsprechend fein strukturierten Objekten (z.B. einer anderen Zonenplatte) ergaben übereinstimmend, daß mit der beschriebenen Zonenplatte und der CK_α-Strahlung etwa $2/\mu$-Strukturen - oder im Winkelmaß 5",5 bei einer 10 : 1 Vergrößerung aufgelöst werden können. Dieser im Vergleich zur Breite der äußersten Zone ($0{,}33/\mu$ bei $r_n = 500/\mu$) recht bescheidene Wert erklärt sich aus der unzureichenden Monochromasie der CK_α-Bande des Graphit (Abb.20), dem auch zur Erzeugung der Strahlung für alle bisher gemachten Aufnahmen

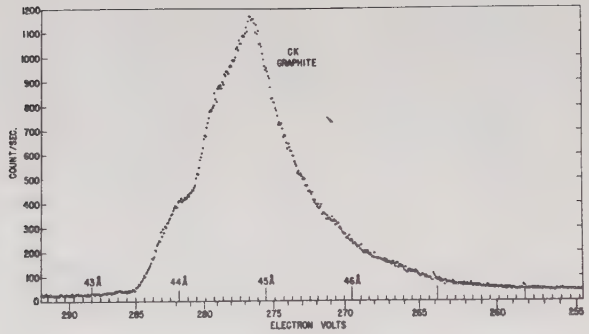


Abb.20 CK -Bande des Graphit (entnommen aus Kaelble, Handbook of X-Rays, McGraw-Hill 1967 Chapter 38 : J.E.Holiday, Soft X-Ray Emission Spectroscopy in The 1o to 150 A Region.).

Wegen der unzureichenden Monochromasie der bisher im Labor der Göttinger Sternwarte zur Verfügung stehenden Strahlung ist es leider noch nicht möglich,die durch die Zonenplatte bestimmte Grenze der Auflösung zu erreichen bzw. zu testen. Durch weitere Monochromatisierung der CK-Strahlung und evtl. auch durch die Erzeugung anderer Linienstrahlung mit geringerer Bandbreite soll diese Möglichkeit aber geschaffen werden.

2.6.2. Zonenplatten zur Abbildung der Röntgensonne

Im Frühjahr 1972 beteiligte sich das astronomische Institut der Universität Tübingen mit einem Experiment zur Abbildung der Röntgensonne an einem Raketenexperiment des NRL (Naval Research Laboratory in Washington D.C./USA). Hierfür wurden folgende Zonenplatten für die Abbildung der Röntgensonne im Lichte verschiedener Emissionslinien gebaut:

Tab.4

Emissionslinie Ion	λ [A]	r_1[A]	D[mm]	N	f[mm]
SiX	50,6	48,8	5	2600	472 ± 2
OVIII	21,6	31,8	2,6	1600	469 ± 3
FeXVII	15,5	27,1	2	1400	474 ± 3

Als Aufnahmematerial sollte der Film Ilford Industrial G benutzt werden, es wurde eine Auflösung von 20 - 30 /u angestrebt. In Anbetracht der infolge des grobkörnigen Aufnahmematerials geringen Anforderung an die Auflösung der Zonenplatten konnte auf eine Korrektur der wellenlängenabhängigen sphärischen Aberration verzichtet werden, Die Zonenplatten konnten mit Kugelwellen der Wellenlänge 4579 A gebaut werden.
Die Interferenzfigur wurde mit einem Aufbau nach Abb.10 erzeugt. Durch Einfügen eines weiteren Objektivs O' in den parallelen Strahlengang zwischen den Teilerwürfel und den Umlenkspiegel wurde der Aufbau so modifiziert, daß hinter dem Teilerwürfel zwei Kugelwellen überlagert wurden. Als Objektive O und O' wurden zwei japanische Photoobjektive Auto Mamiya /Sekor 1 : 1,4 mit f = 55 mm benutzt.
Die Zonenplatten wurden nach dem in 2.5.4. beschriebenen Verfahren präpariert. Mit einer Dicke der Goldringe von 0,1 /u ist damit auch für die kürzeste Wellenlänge von 15,5 A eine hinreichende Absorption von etwa 95% (nach den in 2.5.4.

zitierten Messungen von H. Bräuninger) gewährleistet.
Da zu Beginn der Planung des Experiments zunächst nur die Zonenplatten für 50,6A vorgesehen waren, liegen für diesen Typ besonders ausführliche Prüfergebnisse vor. Die Prüfung wurde wiederum mit der CK-Strahlung vorgenommen.
Zunächst wurde ein Objekt im Verhältnis 1 : 1 abgebildet, das entsprechend den Verhältnissen bei der Abbildung der Röntgensonne folgende Bedingungen erfüllte:
Über ein Bildfeld von etwa 30' (Sonnendurchmesser) sollten 30 µ-Strukturen gut aufgelöst werden. Die Bildstruktur sollte - entsprechend den vereinzelten aktiven Gebieten der Sonne - aus einzelnen hellen Punkten mit 30 µ-Strukturen bestehen.
Als Objekt wurden 5 Löcher mit 0,5 mm Ø gleichmäßig über eine Kreisscheibe von 5 mm Ø verteilt. Über die Löcher wurden Gitternetze mit einer Netzkonstanten von 60 µ (30 µ Öffnung, 30 µ Stege) gelegt.
Die Photographie dieser Strukturen zeigte eine gute und kontrastreiche Auflösung aller Details.
Als nächstes wurde die gleiche Aufnahme mit der bis auf einen Durchmesser von 2 mm abgeblendeten Zonenplatte wiederholt. Aus der bei gleicher Belichtungszeit entsprechend geringeren Schwärzung der hellen Bildstrukturen sowie aus der Verteilung der Schwärzung auf Bild und Halo in beiden Aufnahmen konnte abgeleitet werden, daß die inneren und äußeren Teile der Zonenplatte etwa gleich gut zur Bildentstehung beitragen.
Diese Information ist aus zwei Gründen besonders wichtig:

1. Für Bildstrukturen, die soweit über der theoretischen Auflösungsgrenze der Zonenplatte (hier 0,5 µ) liegen, bewirkt eine starke sphärische Aberration noch keine wesentliche Verringerung der Schärfe der abgebildeten Strukturen. Die äußeren Teile der Zonenplatte tragen jedoch nicht mehr voll zur Bildentstehung bei, wegen der zu großen Fokusdifferenz erhöht das von den äußeren Gebieten kommende Licht vor allem den Haloanteil in der unmittelbaren Nähe einer hellen Struktur. Die Folge ist eine geringe Kontrastverschlechterung bei Bildern der oben beschriebenen Struktur. Blendet man eine solche Zonenplatte entsprechend ab, so erhält man bei gleicher Belichtungszeit etwa gleich

aber merklich kontrastreichere Bilder.

3. Durch mangelhafte Galvanisierung der Zonenringe werden zunächst die äußeren Gebiete mit den feineren Zonenstrukturen betroffen. Diese Gebiete können dann nicht mehr voll zur Bildentstehung beitragen. Durch mikroskopische Betrachtung der Zonenplatte selbst sind solche Fehler oft nur schwer von rein kosmetischen Fehlern, die die optischen Eigenschaften der Zonenplatte nur wenig beeinflussen, zu unterscheiden.

Als letztes wurde die Efficiency der Zonenplatte auf photographischem Weg geprüft. Hierzu wurde zunächst eine Blende mit 1 mm Durchmesser im Verhältnis 1 : 1 abgebildet und photographiert. Anschließend wurde Film der gleichen Sorte an die Stelle der Zonenplatte gebracht und mit verschiedenen entsprechend abgestuften Belichtungszeiten der Strahlung ausgesetzt. Aus den letzten Aufnahmen ergibt die Schwärzungskurve des Films (mit hinreichender Genauigkeit). Durch Photometrie des zuerst aufgenommenen Bildes kann nunmehr unter Berücksichtigung der Geometrie des Strahlenganges abgeleitet werden, welche Bruchteile der auf die Zonenplatte fallenden Strahlung auf Bild bzw. Halo entfallen. Die Messung ergab, daß das untersuchte Exemplar eine absolute Efficiency von etwa 3,5% hatte, d.h. 3,5% der auf die Zonenplatte fallenden Strahlung erzeugt das Bild der ersten Ordnung. Spätere Messungen (B.Niemann, noch unveröffentlicht) mit einem Proportionalzähler ergaben für eine andere Zonenplatte der gleichen Serie Werte von etwa 2,2%.

Am 2.3.1972 wurde das Experiment geflogen, um 1826 UT wurde die Röntgensonne mit verschiedenen Zonenplatten photographiert. Abb.21 eine solche Aufnahme der Röntgensonne im Licht der FeXVII -Linie bei 15,5 A . Zur Selektion des Wellenlängenbereiches um 15 A wurde ein Filter aus 2000 A Cu + 1200A Al auf einer 1000A dicken Polystyrol-Folie benutzt. Die Aufnahme ist erheblich überbelichtet, daher ist jedes emittierende Gebiet (schwarzer Kern) von einem starken kreisförmigen

Halo, dem Licht der nullten Ordnung, umgeben.

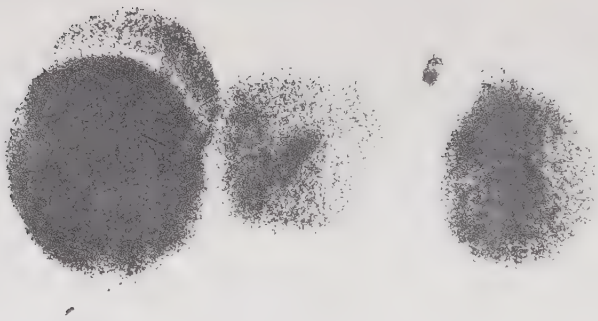


Abb.21 Abbildung der Röntgensonne im Licht der Fe¥VII-Emissionslinie bei 15,5 A.

2.7. Einige Aspekte für weitere Arbeiten

Untersucht man die Feldverteilung hinter einer Zonenplatte mit Hilfe des Fresnel-Kirchhoffschen Beugungsintegrals, so läßt sich die Intensitätsverteilung in den Brennpunkten in Abhängigkeit von der Amplitudentransmission $t(r_n)$ darstellen.
Die Amplitudentransmission einer mit einem Grauschleier t_o und einer Modulationstiefe $t \leq 1$ behafteten Zonenplatte läßt sich [39,48,49] darstellen als Fourierreihe:

$$t(r) = t_o + \Delta t \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(m\frac{\pi}{2})}{m\pi} \exp(imn) \qquad (68)$$

Mit Hilfe des entsprechend umgeformten Fresnel-Kirchhoffschen BEugungsintegrals ergibt sich dann als Verhältnis der in den Brennfleck q-ter Ordnung abgebeugten Leistung zur gesamten eingestrahlten LEistung, die sog. Efficiency zu

$$\eta_q = \frac{\Delta t^2 N}{r_N^2 \pi} \int_{\sigma_q} \left[\frac{J_1(2N\pi q \frac{s}{r_N})}{N\pi q \frac{s}{r_N}} \right]^2 2\pi s \, ds \qquad (69)$$

dabei ist

σ_q die n-te Brennebene
N Anzahl der Zonen
r_n Radius der Zonenplatte
J_1 Besselfunktion 1.Ordnung
s Abstand eines Punktes in der Ebene von der optischen Achse

Weitere Umformung und Integration liefert:

$$\eta_q = 0.84 \frac{\Delta t^2}{\pi^2 q^2} \qquad (70)$$

Baut man die Zonenplatte so, daß anstelle der absorbierenden Ringe um $\Delta\phi$ phasenverzögernde Ringe vorliegen, so ergibt eine entsprechende Ableitung, daß für $\Delta\phi = \pi$ die nullte Ordnung infolge destruktiver Interferenz verschwindet, für

die Efficiency erhält man

$$\eta_q = 1.68 \frac{1-\cos\Delta\varphi}{\pi^2 q^2} \qquad (71)$$

Für Fresnelzonenplatten kann also eine Efficiency von 8,5% in der ersten Ordnung ereicht werden, für Phasenzonenplatten entsprechend etwa 34%.
Da Photoresist im Bereich sichtbarer Strahlung wenig absorbiert, da weiterhin der Brechungsindex etwa dem von Glas gleich ist, ist es relativ einfach, in diesem Bereich Phasenzonenplatten mit entsprechend hoher Efficiency zu bauen. Im Gebiet der weidhen Röntgenstrahlung ist es zwar möglich, Schichten zu finden, die eine hinreichende Phasenverzögerung vermitteln, allerdings ist die Absorption stets erheblich, so daß reine Phasenzonenplatten nicht zu realisieren sind. Die Möglichkeit, Zonenplatten zu bauen, deren Ringe bei hinreichender Phasenverzögerung möglichst wenig absorbieren, soll im Rahmen der weiteren Versuche, die Efficiency weiter zu verbessern, untersucht werden. Hierzu müssen allerdings zunächst Brechungsindices und Absorptionskoeffizienten geeigneter Materialien untersucht werden, da diese Daten bisher nur für wenige Stoffe und oft in diesem Wellenlängenbereich zu ungenau bekannt sind.
Die bisher erreichte Efficiency liegt mit 2 - 4% noch um einen Faktor 2-3 unter der für Fresnelzonenplatten erreichbaren Grenze. Durch Weiterentwicklung der Präparationsverfahren soll zunächst die Modulation der Zonenplatte verbessert und damit eine bessere Annäherung an den theoretischen Wert von 8,5% erreicht werden. Betrachtet man allerdings die bei Röntgengittern für streifende Einfall bisher erreichten Werte, bei denen der Abstand zu den theoretisch möglichen Werten durch ähnliche präparative Schwierigkeiten bedingt ist, so ergibt sich kein so ungünstiges Bild: Für Blazegitter ist das Verhältnis der erreichten Werte : Grenzwert 1 : 40 oder schlechter, für Lamellengitter liegt es unter 1 : 20. Absolute Efficiencywerte von 2 - 4 % werden bei Beugungsgittern

klassischen Herstellungsverfahren nur in Ausnahmefällen erreicht (private Mitteilung R,J.Speer, Imperial College, London. vgl. auch [50]).
Die bei reinen Reflexionsoptiken (Wolter-Giacconi-Teleskope) üblichen Efficiency-Werte liegen natürlich mit etwa 10 bis 30% für das erreichbare Reflexionsvermögen weit über dem hier erreichten. Bedenkt man aber, daß diese Optiken für viele Anwendungen in Verbindung mit dispergierenden Systemen, also mit Beugungsoptiken benutzt werden müssen, dann sind Zonenplatten, die ja abbildende und dispergierende Eigenschaften in einem Element vereinigen, unter dem Gesichtspunkt der Efficiency durchaus konkurrenzfähig. Es bleibt als Nachteil der Zonenplatten gegenüber Wolter-Giacconi-Teleskopen die geringe Größe der sammelnden Fläche. Wegen der im vorangegangenen diskutierten Vorteile, die Zonenplatten haben, dürfte es dennoch sinnvoll sein, genauer zu untersuchen, wieweit auch große Zonenplatten noch neben Wolter-Giacconi-Teleskopen eingesetzt werden können.

2.8. Literatur

1 H.Friedman, Proc. Inst. Radio Engrs. 47 (1959) 272.
2 H.Friedman, Space Research VI (1966) 3.
3 R.Giacconi et al., Phys. Rev. Letters 9 (1962) 439.
4 S.Bowyer et al., Nature 201 (1964) 1307.
5 F.Seward et al., Ap. J. 150 (1967) 845.
6 R.Giacconi et.al., JOSA 55 (1965) 345.
7 C.Lindsay, IAU Symp. Nr.23 (1964) 57.
8 W.J.Cocke et al., Nature 221 (1969) 525.
9 G.Fritz et al., Science 164 (1969) 709.
10 G.J.Fishman et al., Ap. J. 156 (1969) L107.
11 J.S.Miller u.E.J. Wampler,Nature 221 (1969) 1037.
12 B.E.Bol Raap et al., Small Rocket Instrumentation Ed.:Kenichi Maeda (1969) 203.
13 H.Bräuninger et al., Solar Phys. 20 (1971) 81.
14 M.Macris(Editor), Physics of the Solar Korona (1970) Dordrecht-Holland.
15 R.Tousey et al., IAU Symp. Nr. 23 (1964) 5.
16 G.Fritz et al., Ap.J. 148 (1967) L133.
17 J.H.Underwood u. W.S.Muney, Solar Phys. 1 (1967) 129.
18 W.M.Neupert in: Physics of the Solar Corona Ed.M.Macris (1970) Dordrecht-Holland.S.236.
19 E.A.Stewardson u. J.H.Underwood, Brit.J.Appl.Phys.16 (1965) 1877.
20 Trurnit, Gött. Nachr.Math.-Phys.Kl. (1946) 29.
21 Kirkpatrik, Nature 166 (1950) 251.
22 H.Wolter, Ann.d.Phys.10 (1952) 94.
23 HWolter, Ann.d.Phys. 10 (1952) 286.
24 R.Giacconi u. B.Rossi, J. Geophys. Res. 65 (1960) 773.
25 K.Schwarzschild, Abh. Wiss. Gött.Bd. IV Nr.2 (1905).
26 J.D.Magnus u. J.H. Underwood, Design of a Glancing Incidence X-RayTelescope. (1968 privat überlassenes MM Manuskript)
27 T.Zehnpfennig et al., NASA Report CR -717 (1967).
28 W.P.Reidy, Advances in X-Ray Analysis 13 (1970) 313.
29 J.L.Soret, Ann. Phys. Chem. 156 (1875) 99.
30 D.Gabor, Proc. Roy. Soc. London A 197 (1949) 454.

31 K.Kamiya, Science of Light 12 (1963) 35.

32 J.V.Feitzinger, BMwF W68-63 (1968), Forschungsbericht.

33 O.B.Myers, Ann.J.Phys. 19 (1951) 359.

34 K.Weber, Dissertation, Köln 1953.

35 C.v.Fragstein u. K.Weber, Optik 11 (1954) 270.

36 G.Möllenstedt,K.H.v.Grote u.C.Jöhnsson, X-Ray Optics and X-Ray Microanalysis, New York 1963.

37 K.H.v.Grote,G.Möllenstedt u. R.Speidel, Optik 22 (1965) 252.

38 C.C.Miles, Appl.Opt. 7 (1968) 976.

39 A.Engel, G.Herziger, K.P.Meyer, ZAMP 22 (1971) 30.

40 W. Aumüller, Meßtechnisshe Informationen der Firma Dr.Johannes Heidenhain,TraunreutOberbayern Nr.3 (1972) 3.

41 M.H. Horman u. H.H.M.Chau, Appl.Opt. 6 (1967) 317.

42 D.Rudolph u. G.Schmahl, Umschau in Wiss. u. Technik 67(1967)225.

43 G.Schmahl u. D.Rudolph, Optik 29 (1969) 577.

44 R.Giacconi et al., Space Science Rev. 9 (1969) 3.

45 G.Schmahl, Habilitationsschrift, Göttingen 1972.

46 M.Born, Optik 2. Aufl., Springer 1965.

47 M.H. Horman, Appl.Opt. 6 (1967) 2011.

48 G.S.Waldmann, JOSA 56 (1966) 215.

49 A.W.Lohmann, D.P.Paris, Appl.Opt. 6 (1967) 1567.

50 D.Rudolph,G.Schmahl,R.LJohnsen,R.J.Speer,Appl.Opt.12 (1973)1731.

Herrn Dipl.-Phys. Dr. G. Schmahl danke ich für die gute Zusammenarbeit an dem gesamten Forschungsprojekt.

Herrn Prof. Dr. H.H. Voigt gilt mein Dank dafür, dass er diese Arbeiten an der Universitäts-Sternwarte ermöglicht und ständig unterstützt hat.

Herrn Dipl.-Phys. B. Niemann, der die Röntgenprüfanlage erstellt hat, danke ich für seine Unterstützung bei den Prüfungen mit Röntgenlicht.

Der mechanischen und elektronischen Werkstatt danke ich für die Hilfe beim Bau und der Erstellung der Experimentiereinrichtungen.

Herrn Spindler und Frau Brandt danke ich für die Hilfe bei der Anfertigung der Zeichnungen und Photographien.

Herrn Dr. H. Wöhl danke ich für die Hilfe bei den Rechnungen an der Univac 1108.

Lebenslauf

Am 30. September 1939 wurde ich in Lobenstein/Thür. geboren. Mein Vater, Werner Rudolph, war Direktor einer Volksbank; meine Mutter, Annemarie Rudolph, geb. Pfaffenberger, war Lehrerin.

Ich besuchte ab 1942 die Volksschule in Lobenstein. 1948 verließen wir die sowjetisch besetzte Zone und zogen nach Sentrup bei Osnabrück, wo ich noch für einige Monate die einklassige Dorfschule besuchte. Danach trat ich - noch 1948 - in die Niedersächsische Heimschule (Staatl. Oberschule in Aufbauform) als Externer ein, die ich am 1. März 1956 mit dem Reifezeugnis verließ.

Im SS 1956 begann ich mit dem Studium der Physik in Tübingen. Nachdem ich dort das Vordiplom in Physik am 7. März 1960 abgelegt hatte, setzte ich das Studium in Göttingen fort. Ende 1960 begann ich unter Anleitung von Herrn Professor Alfred Behr mit meiner Diplomarbeit über "Lichtelektrische Messungen zur Wellenlängenabhängigkeit der interstellaren Polarisation in verschiedenen Gebieten der Galaxis". Am 8. November 1962 legte ich an der Universität Göttingen die Diplomhauptprüfung für Physik ab. Im Anschluß daran wurde ich mit der Verwaltung einer Assistentenstelle beauftragt. Ich befaßte mich zunächst mit Problemen der Infrarotphotometrie und -Polarimetrie. Daneben konnte ich meine wissenschaftlichen Kenntnisse durch den weiteren Besuch von Vorlesungen und Seminaren erweitern.

Zu Beginn des Jahres 1967 schlug ich - zusammen mit Herrn Dr. Günter Schmahl - Verfahren vor, Spektroskopische Beugungsgitter und abbildende Systeme für weiche Röntgenstrahlung auf holographischem Wege herzustellen. Aus diesen Vorschlägen entwickelte sich eine Arbeitsrichtung, die ich noch heute - seit 1968 als wissenschaftlicher Mitarbeiter - an der Universitätssternwarte Göttingen zusammen mit Dr. G. Schmahl betreibe. Die Arbeiten auf diesem Gebiet haben ihren Niederschlag in den Veröffentlichungen der anliegenden Liste gefunden.

Gotthard Rudolph

Liste der Veröffentlichungen

D.Rudolph u. G.Schmahl — Verfahren zur Herstellung von Röntgenlinsen und Beugungsgittern
Umschau in Wiss. u. Technik 67 (1967) 225.

G.Schmahl u. D.Rudolph — Lichtstarke Zonenplatten als abbildende Systeme für weiche Röntgenstrahlung
Optik 29 (1969) 577.

D.Rudolph u. G.Schmahl — Spektroskopische BEugungsgitter hoher Teilungsgenauigkeit erzeugt mit Hilfe von Laserlicht und Photoresistschichten
Optik 30 (1970) 475.

G.Schmahl u. D.Rudolph — Astronomische Anwendungsmöglichkeiten holographisch hergestellter BEugungsgitter
Mitt. Astron. Ges. 27 (1969) 201.

G.Schmahl u. D.Rudolph — Holographische Erzeugung von Gittern hoher Teilungsgenauigkeit mit Hilfe rekonstruierter identischer Wellenfronten
Optik 30 (1970) 606.

D.Rudolph u. G.Schmahl — Holographically made Diffraction Gratings and Holographically made Zone Plates for X - Ray Microscopy
Symposium International Sur les Application de l'Holographie, Besancon (1970).S.10-7.

D.Rudolph u. G.Schmahl — Neuere Prüfergebnisse an holographisch erzeugten Reflexionsgittern
Mitt. Astron. Ges. 30 (1971) 127.

D.Rudolph u. G.Schmahl — Holographically made Zone Plates for Use in X - Ray Telescopes
IAU-Symposium Nr. 41 (1971) 205.

G.Schmahl u. D.Rudolph — Stellar Spectroscopy with Holographic Gratings
ESO/CERN-Conference on Auxiliary Instrumentation for Large Telescopes, Proceedings (1972) 209.

D.Rudolph, G.Schmahl, R.L.Johnson, R.J.Speer — Soft X - Ray Performance of a Plane Reflection Hologram
Appl. Opt. 12 (1973) 1731.